

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Óptica



**PROPAGACIÓN DE LA LUZ CON EXCITACIÓN DE
RESONANCIAS MORFOLÓGICAS EN NANOCILINDROS:
VALORACIÓN DE SU CALIDAD REFRACTIVA COMO
ELEMENTOS DE METAMATERIALES, DE SU INFLUENCIA
EN LA SUPERTRANSMISIÓN DE NANOAPERTURAS Y DE
SU RESPUESTA A FUERZAS ÓPTICAS**

**MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR
PRESENTADA POR**

Francisco Javier Valdivia Valero

Bajo la dirección del doctor

Manuel Nieto Vesperinas

Madrid, 2013

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID



Propagación de luz con excitación de resonancias morfológicas en nanocilindros:

Valoración de su calidad refractiva como elementos de
metamateriales, de su influencia en la supertransmisión de
nanoaperturas y de su respuesta a fuerzas ópticas.

Tesis presentada por

Francisco Javier Valdivia Valero

para la obtención del grado de Doctor en Ciencias Físicas

bajo la supervisión del

Prof. Manuel Nieto Vesperinas

Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid

Consejo Superior de Investigaciones Científicas



en la

Facultad de Ciencias Físicas

Departamento de Óptica

Tesis Doctoral

Propagación de luz con excitación de resonancias morfológicas en nanocilindros

Valoración de su calidad refractiva como elementos de metamateriales, de su influencia en la supertransmisión de nanoaperturas y de su respuesta a fuerzas ópticas.

Doctorando

Francisco Javier Valdivia Valero

Supervisor

Profesor Manuel Nieto Vesperinas

Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid (ICMM)



Consejo Superior de Investigaciones Científicas (CSIC)



Universidad Complutense de Madrid (UCM)



Resumen

Este trabajo se enmarca dentro del área de la nanofotónica, es decir, trata sobre la manipulación de la luz a escala del nm ($10^{-9}m$). Concretamente, se centra en la predicción mediante simulación 2D a partir del *método de elementos finitos* (FEM, “finite element method”) y el *método de diferencias finitas en dominio temporal* (FDTD, “finite difference time domain”) y correspondiente análisis de los siguientes fenómenos: excitación de resonancias morfológicas (MDR), o resonancias de Mie, en partículas dieléctricas y metálicas; transmisión a través de rendijas de dimensión sublongitud de onda, que a partir de ahora se pondrá sub- λ , también denominada supertransmisión (ST) o transmisión extraordinaria; y enfoque de nanojets fotónicos (NJ) en partículas dieléctricas. Se divide la exposición de resultados en cuatro partes: en la Parte I, capítulos 1 y 2, se desarrolla una discusión sobre la excitación de resonancias morfológicas en estructuras periódicas y aleatorias como método de diseño de metamateriales. La característica estudiada en los diferentes diseños es aquélla por la cual estas estructuras se denominan *materiales zurdos* (LHM, “left-handed material”). Se presenta así una introducción acerca de la llamada “refracción negativa” asociada a estos conjuntos en el capítulo 1.

Asímismo, el capítulo 2 trata de experimentos de propagación de ondas ópticas en materiales compuestos formados por cilindros dieléctricos de alto índice de refracción en frecuencias a las cuales se excitan las primeras resonancias de Mie, eléctrica y magnética. Se estudian extensamente matrices de estas partículas, las cuales han sido propuestas como metamateriales isótropos y no absorbentes. Se muestra que la refracción negativa, observada anteriormente en trabajos científicos a través de tales matrices de partículas ordenadas, se debe a la difracción y que una *teoría de medio efectivo* (EMT, “effective medium theory”) determina unos parámetros constitutivos que no reproducen las observaciones en estos materiales compuestos, cuya transmisión depende además de la forma de la muestra. Esto se confirma adicionalmente al desordenar elementos de las matrices, un caso para el cual aparecen grandes pérdidas en transmisión debidas a la extinción que causa el “scattering” de las partículas resonantes. Por lo tanto, estos materiales compuestos, aunque presenten poca absorción, dan lugar a una gran extinción debido al “scattering”, no constituyendo una mejora, como elementos refractantes con bajas pérdidas, sobre las estructuras absorbentes previamente diseñadas.

La parte II presenta cálculos sobre el realce de transmisión a través de rendijas sub- λ por extracción de luz debida a resonancias morfológicas (capítulos 3, 4, 5, 6, 7, y 8). Los capítulos 3, 4, y 5 se ofrece una introducción a los fenómenos de supertransmisión por aberturas, excitación de resonancias morfológicas en partículas, y la propagación de la luz a través de cristales fotónicos.

En el capítulo 6 se estudia la excitación de *modos de galería susurrante* (WGM, “whispering gallery modes”) en nanocilindros dieléctricos mediante luz, siempre P-polarizada, transmitida a través de rendijas de menor tamaño que la longitud de onda en una lámina metálica. Se discute el efecto de esa excitación en la transmisión extraordinaria de la rendija. De este modo, se muestra el papel dominante de los WGMs sobre la transmisión reforzada de la abertura en lo referente a la intensidad transmitida resultante y su concentración dentro de los cilindros.

Cuando se sitúan conjuntos de estas partículas en frente de la rendija, como cadenas lineales y bifurcadas, con o sin codos, la concentración de WGMs se controla diseñando los parámetros de la geométricos, para que estas ondas superficiales se acoplen tanto por guiado de los modos de nanocilindro como por ondas propagantes dispersadas. Además, la elección de longitud de onda y polarización de la iluminación, permite seleccionar la excitación de estados enlazantes o antienlazantes del campo transmitido a través de la abertura, dentro de las partículas. Estas resonancias son adicionalmente reforzadas cuando un haz emerge de la rendija, al añadir corrugación periódica en la lámina.

Se efectúan en el capítulo 7 cálculos numéricos sobre la propagación de luz en *cristales fotónicos* (PC, “photonic crystal”) formados por cilindros infinitos de alto índice de refracción, mediante la excitación de sus resonancias dependientes de la morfología (MDR), en presencia de matrices metálicas de rendijas sub- λ , corrugadas o no, diseñadas para producir transmisión extraordinaria. De esta manera, se confirman e ilustran hallazgos teóricos previos sobre PCs y se muestran nuevos efectos cuando se combinan éstos con rendijas. Entre ellos, se muestra que la excitación de modos de galería susurrante en el PC se acopla y domina la transmisión de las matrices de rendijas solas. Un diseño apropiado de los parámetros del sistema y las condiciones de iluminación, determina el transporta y el confinamiento de la energía.

El capítulo 8 analiza el efecto sobre la transmisión provocados por luz procedente de la excitación de plasmones en nanocilindros metálicos, *plasmones superficiales localizados* (LSP, “localized surface plasmon”) situados a la salida de rendijas *sub* - λ . Es posible entonces excitar en la abertura resonancias dependientes de la morfología, consiguiendo así supertransmisión. Se investiga el posible realce de transmitancia eligiendo apropiadamente los parámetros geométricos y la iluminación. Adicionalmente, se estudian las condiciones en las cuales es posible que la luz supertransmitida se propague a través de conjuntos de cilindros metálicos por medio de excitación de plasmones, situados en frente de una rendija o bien de una matriz periódica de rendijas. Se halla que la concentración y la intensidad del campo transmitido se gobierna principalmente tanto por el material como mediante las configuraciones de los conjuntos de partículas.

La Parte III (capítulos 9 y 10) ofrece fundamentalmente dos técnicas para realzar la transmisión de rendijas sub- λ : iluminadas mediante resonancias morfológicas (capítulo 4) o por enfoque de *nanojets* (NJ, “photonic nanojet”). En el capítulo 9 se introducen estos últimos.

En el capítulo 10 se estudia, e ilustra numéricamente, el realce de transmisión a través de rendijas sub- λ debidos al papel dominante jugado por la excitación de modos principales de cilindros plasmónicos cuando se sitúan a la entrada de la abertura; y también debido a la energía reforzada y altamente localizada en la rendija como consecuencia de la formación de un NJ. Se muestra que, siempre que se elija la iluminación de manera que se genere un modo principal transmisor de abertura (polarización P), el fenómeno es independiente de si la lámina sola produce o no transmisión extraordinaria; aunque en el primer caso este realce se añadirá a esta supertransmisión de rendija. Se tratan varios tamaños de partícula, y se enfatiza la universalidad de este fenómeno con el uso de diferentes materiales.

Por último, la Parte IV, capítulos 11, 12, y 13), conforma la última colección de resultados encaminados a potenciar el funcionamiento de rendijas sub- λ como trampas ópticas. En el capítulo 11 se expone la teoría de la interacción mecánica de la luz con la materia para poder abordar los resultados relacionados con *trampas ópticas*.

Las fuerzas ópticas ejercidas sobre cilindros, dieléctricos o metálicos, en o fuera de sus resonancias de Mie, y situados junto a una rendija sub- λ en régimen de transmisión extraordinaria son el tema desarrollado en el capítulo 12. Se muestra que la presencia de rendija refuerza en dos órdenes de magnitud las fuerzas transversales de pinzas ópticas correspondientes a la situación en la cual la partícula es iluminada directamente por el haz y en ausencia de rendija. Añadido a esto, se describe el efecto que estas resonancias de partícula tienen sobre las fuerzas ópticas experimentadas por ésta, drásticamente diferente dependiendo de su naturaleza; es decir, el refuerzo de estas fuerzas, de naturaleza enlazante, a longitudes de onda correspondientes a la excitación de plasmones, sobre nanocilindros metálicos, mientras que los cilindros dieléctricos experimentan fuerzas ópticas que decrecen a longitudes de onda para las cuales se excitan sus modos de galería susurrante. Las partículas situadas a la entrada de la rendija son fácilmente atraídas hacia las aberturas debido a la coincidencia, en la dirección de incidencia del haz, de las fuerzas de “scattering” y de gradiente, pero estas partículas a la salida de la rendija sufre una fuerza resultante de la competición entre éstas, lo cual hace más compleja la naturaleza enlazante o antienlazante de la acción mecánica total.

Finalmente, el capítulo 13 discute fuerzas ópticas ejercidas sobre cilindros, tanto dieléctricos como metálicos, próximos a una rendija sub- λ iluminada por un NJ. Se hace una comparación entre los casos en los cuales se excitan resonancias de Mie y aquéllos en los

cuales las partículas no son resonantes. Se muestran los distintos efectos que estas resonancias de partícula ejercen sobre las fuerzas ópticas: mientras que los WGMs bajo estas condiciones de iluminación debilitan la magnitud de la fuerza, esta última es realzada mediante la excitación de plasmones localizados. Además, al iluminar la rendija con un nanojet, se realzan las fuerzas ópticas sobre la partícula situada a la salida de la abertura en un factor entre 3 y 10, comparadas con las obtenidas mediante iluminación por haz gaussiano. Añadido a esto, la fuerza atractiva que esta pequeña partícula metálica resonante sufre por iluminación directa porcedente de un nanojet, puede variar debido a la presencia de la rendija, pudiendo hacerse repulsiva a ciertas posiciones laterales de la partícula.

Índice general

Resumen	IV
Citas a trabajo de esta tesis que ha sido previamente publicado	XIV
Agradecimientos	XVI
I Estudio de la excitación de resonancias morfológicas en estructuras periódicas y aleatorias de cilindros dieléctricos como método de diseño de metamateriales	1
1. Materiales zurdos. Metamateriales	3
1.1. Materiales zurdos y refracción negativa	3
1.2. Aplicaciones y obtención de materiales zurdos mediante resonancias morfológicas	6
2. Metamateriales compuestos de cilindros dieléctricos resonantes: Una comprobación de su comportamiento como elementos refractivos	11
2.1. Introducción	11
2.2. Conjuntos ordenados y desordenados de cilindros dieléctricos como metamateriales	15
2.2.1. Procedimiento numérico	15
2.2.2. Respuesta dipolar eléctrica y magnética de un cilindro dieléctrico en microondas e IR medio	16
2.2.3. Características transmisivas a las microondas de una lámina formada por una distribución ordenada de cilindros	18
2.2.4. Transmisión en microondas a través de una lámina formada por una distribución aleatoria de cilindros dieléctricos	20
2.2.5. Distribuciones ordenadas y aleatorias de cilindros de Si en IR	21
2.2.6. Estudio de la transmisión de un prisma formado por distribuciones ordenadas o desordenadas de cilindros de Si en IR	23
2.3. Conclusiones	26

II Realce de la transmisión a través de rendijas de anchura menor que la longitud de onda por acoplamiento de ondas ópticas con resonancias morfológicas	29
3. Supertransmisión por rendijas	31
3.1. Introducción	31
3.1.1. Métodos teóricos	33
3.2. Transmisión por aberturas aisladas	34
3.2.1. Rendijas aisladas	34
3.2.1.1. Rendija individual	34
3.2.2. Aberturas bidimensionales aisladas	35
3.2.2.1. Agujeros circulares	35
3.2.2.2. Agujeros rectangulares	36
3.3. Transmisión por redes de aberturas	37
3.3.1. Redes monodimensionales de rendijas	37
3.3.2. Redes bidimensionales de agujeros	38
3.4. Transmisión por aberturas aisladas y flanqueadas de corrugaciones periódicas	40
3.5. Aplicaciones	40
4. Resonancias electromagnéticas dependientes de la morfología (MDRs)	43
4.1. Difracción de un campo armónico por un objeto	44
4.1.1. Función de onda electromagnética y de Schrödinger	44
4.1.2. Desarrollo multipolar: Ondas parciales	46
4.1.3. Resonancias naturales y resonancias reales. Factor de calidad, tiempo de vida medio y forma del pico resonante	47
4.1.4. Modos de galería susurrante y plasmones superficiales localizados	48
4.2. Propiedades de las resonancias	50
4.3. Aplicaciones de las MDRs	51
4.3.1. Modos de galería susurrante (WGM): Moléculas fotónicas e ingeniería espectroscópica	51
4.3.2. Plasmones superficiales localizados (LSP): Plasmónica de nanopartículas metálicas	54
5. Cristales fotónicos (PCs)	57
5.1. Introducción	57
5.1.1. La primera zona de Brillouin y diagramas de bandas	60
5.2. Aplicaciones	62
6. Excitación de resonancias y concentración de luz en conjuntos de nanocilindros dieléctricos en frente de aberturas sublongitud de onda. Efectos sobre la transmisión extraordinaria	65
6.1. Introducción	65
6.2. Transmisión a través de una rendija. Concentración de energía en nanopartículas	67
6.2.1. Simulaciones numéricas	67
6.2.2. Una partícula enfrente de una nanorendija	68
6.2.3. Acoplamiento entre dos o más partículas	73

6.2.4. Transmisión a través de cadenas de partículas	75
6.2.5. Efectos de la formación de haces mediante corrugación periódica en la superficie de la lámina	78
6.3. Conclusiones	79
7. Propagación de modos de galería susurrante en cristales fotónicos en frente de redes de rendijas sublongitud de onda	81
7.1. Introducción	81
7.2. Refuerzo de la propagación de luz y la concentración de campo en cristales fotónicos iluminados a través de una red de rendijas.	83
7.2.1. Simulaciones numéricas.	83
7.2.2. Efectos de la corrugación en una red metálica de rendijas.	83
7.2.3. Interrelación de las bandas del cristal y la propagación de los mo- dos de galería susurrante.	86
7.2.4. Interrelación de la transmisión de luz en una red de rendijas con las resonancias morfológicas en el cristal fotónico.	90
7.3. Conclusiones	93
8. Propagación de plasmones superficiales localizados en conjuntos de nanocilindros metálicos a la salida de rendijas de anchura menor que la longitud de onda	95
8.1. Introducción	95
8.2. Transmisión a través de una nanorendija dirigida hacia nanopartículas metálicas	97
8.2.1. Procedimientos numéricos	97
8.2.2. Una partícula metálica tras una nanorendija	99
8.2.3. Otros conjuntos de nanocilindros metálicos	104
8.2.4. Un cristal fotónico metálico tras una red de rendijas	108
8.3. Conclusiones	111
III Realce de la transmisión en rendijas sublongitud de onda me- diante plasmones localizados o por iluminación con un nanojet	113
9. Nanojets (NJs)	115
9.1. Introducción	115
9.2. Primeras simulaciones de nanojets	116
9.2.1. Nanojets 2D en cilindros dieléctricos	116
9.2.2. Nanojets 3D en esferas dieléctricas	118
9.3. Teoría de nanojets fotónicos	119
9.4. Observaciones en laboratorio	120
9.5. Aplicaciones potenciales	120
10. Transmisión reforzada a través de aberturas sublongitud de onda me- diante la excitación de plasmones localizados en partículas y mediante nanojets	123
10.1. Introducción	123
10.2. Cálculos numéricos	124

10.3. Refuerzo de transmisión extraordinaria mediante la excitación de plasmones localizados	125
10.4. Comparación con la transmisión extraordinaria mediante enfoque de nanojet	132
10.5. Discusión y conclusiones	135
IV Atrapamiento óptico de partículas resonantes mediante rendijas sublongitud de onda	137
11.Fuerzas electromagnéticas sobre objetos extensos	139
11.1. Introducción	139
11.2. Fuerza sobre una partícula pequeña. La aproximación dipolar	141
11.2.1. Componentes conservativas y no conservativas. Interpretación	143
11.3. Expresión exacta para el promedio temporal de la fuerza electromagnética sobre un objeto extenso. Tensor de tensiones de Maxwell	144
12.Comportamiento de rendijas sublongitud de onda como trampas ópticas	149
12.1. Introducción	149
12.2. Cálculos numéricos	151
12.3. Respuesta en transmisión extraordinaria de un sistema rendija-cilindro debido a la excitación de WGMs	154
12.3.1. Efectos debidos a un WGM excitado en un cilindro situado a la salida o a la entrada de la rendija	154
12.3.2. Fuerzas ópticas sobre WGMs. Cilindro dieléctrico excitado a la salida o a la entrada de la rendija	156
12.4. Respuesta en transmisión extraordinaria de un sistema rendija-cilindro debida a la excitación de LSPs	162
12.4.1. Efectos debidos a un LSP excitado sobre un cilindro metálico situado a la salida o la entrada de la rendija	162
12.4.2. Fuerzas electromagnéticas sobre un LSP. Cilindro excitado y situado tras o ante la rendija	164
12.5. Discusión y conclusiones	169
13.Fuerzas ópticas sobre cilindros próximos a rendijas sublongitud de onda iluminadas por un nanojet fotónico	171
13.1. Introducción	171
13.2. Cálculos numéricos	173
13.3. Transmisión extraordinaria de una rendija en presencia de un nanojet. Excitación de una resonancia morfológica (MDR) en el cilindro	176
13.3.1. Excitación de un WGM en un cilindro mediante enfoque de nanojet. Efectos de acoplamiento por supertransmisión	176
13.3.2. Fuerzas electromagnéticas sobre un cilindro dieléctrico con un modo de galería susurrante excitado por un nanojet, directamente o mediante transmisión a través de la rendija sublongitud de onda	180
13.3.3. Excitación de un plasmón superficial localizado en un cilindro mediante el enfoque de un nanojet. Efectos del acoplamiento por supertransmisión	182

13.3.4. Fuerzas electromagnéticas ejercidas sobre un cilindro metálico bajo excitación de un plasmón superficial localizado mediante un nanojet, directamente o por transmisión a través de una rendija sublongitud de onda.	185
13.4. Discusión y conclusiones	187
V Apéndices	189
A. Cálculos numéricos	191
A.1. Análisis de régimen estacionario: Método de elementos finitos espacial (FEMLAB)	192
A.2. Análisis de régimen transitorio: Método de diferencias finitas en dominio temporal (FDTD)	194
A.3. Análisis de la estructura de bandas (BandSolve). Método de expansión en ondas planas y FDTD	195
B. Cálculo de fuerzas electromagnéticas sobre objetos con FEMLAB basado en el tensor de tensiones de Maxwell	199
C. Resumen de la teoría de Mie: Ecuaciones básicas en 2D	203
C.1. Solución a partir de separación de variables	204
C.2. Intensidad esparcida y secciones eficaces	206
Bibliografía	209

Citas a trabajo de esta tesis que ha sido previamente publicado

El contenido principal de esta tesis puede encontrarse en las siguientes publicaciones:

■ **Capítulo 2:**

- F. J. Valdivia-Valero and M. Nieto-Vesperinas, *Composites of resonant dielectric rods: A test of their behavior as metamaterial refractive elements*, Photonics and Nanostructures **10**, 423–434 (2012)

■ **Capítulo 6:**

- F. J. Valdivia-Valero and M. Nieto-Vesperinas, *Resonance excitation and light concentration in sets of dielectric nanocylinders in front of a subwavelength aperture. Effects on extraordinary transmission*, Optics Express **18**, 6740–6754 (2010)

■ **Capítulo 7:**

- F. J. Valdivia-Valero and M. Nieto-Vesperinas, *Whispering gallery mode propagation in photonic crystals in front of subwavelength slit arrays. Interplay with extraordinary transmission*, Optics Communications **284**, 1726–1733 (2011)

■ **Capítulo 8:**

- F. J. Valdivia-Valero and M. Nieto-Vesperinas, *Propagation of particle plasmons in sets of metallic nanocylinders at the exit of subwavelength slits*, Journal of Nanophotonics **5**, 053520 (2011)

■ **Capítulo 10:**

- F. J. Valdivia-Valero and M. Nieto-Vesperinas, *Enhanced transmission through subwavelength apertures by excitation of particle localized plasmons and nanojets*, Optics Express **19**, 11545–11557 (2011)

■ **Capítulo 12:**

- F. J. Valdivia-Valero and M. Nieto-Vesperinas, *Optical forces on cylinders near subwavelength slits: effects of extraordinary transmission and excitation of Mie resonances*, Optics Express **20**, 13368–13389 (2012)

■ **Capítulo 13:**

- F. J. Valdivia-Valero and M. Nieto-Vesperinas, *Optical forces on cylinders near subwavelength slits illuminated by a photonic nanojet*, enviado a publicar

Agradecimientos

No puede faltar en esta tesis un espacio para expresar mi agradecimiento, tanto en el área profesional como desde el punto de vista personal. Un espacio siempre escaso, ya que no se puede abarcar en él todo este período de trabajo y convivencia. En primer lugar agradezco al Prof. Manuel Nieto Vesperinas, toda la paciencia y dedicación que ha volcado en mi formación como investigador científico. Está claro que sin sus directrices nada de mi trabajo diario habría cuajado en esta memoria y en los artículos publicados que a ella se asocian. Además, he de agradecerle la honestidad y sinceridad que me ha mostrado cada vez que he ido en su busca con la intención de pedirle consejo. Tengo que resaltar el ánimo que siempre me ha comunicado, imprescindible para los que un buen día decidimos introducirnos en el ámbito de la labor científica.

Junto a él, debo agradecer a José Antonio Sánchez Gil y Luis Miguel Sánchez Brea el haber revisado este trabajo con objeto de su presentación en el departamento de Óptica de la UCM, así como a los diez miembros del tribunal que han aceptado asistir y valorar su defensa. No puedo olvidar en este apartado darles las gracias a aquéllos que por algún período de tiempo han sido compañeros de grupo, como Juan Luís García Pomar, Ricardo Arias González de la Aleja, Raquel Gómez Medina, Juan Miguel Auñón García, o pertenecen al ámbito profesional en el que he desarrollado mis estudios de doctorado: Pedro Serena Domingo, Juan José Sáenz Gutiérrez, Luís Salvador Froufe Pérez, y demás integrantes del proyecto *Nanolight.es: Light control at nanoscale* al cual estoy adscrito en el *Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid (ICMM-CSIC)*.

Agradezco también a mis compañeros y compañeras de Instituto, aquéllos con los cuales he compartido despacho o proyecto, la buena convivencia que hemos mantenido: Álex, Ana, Miztli, Marcos, Yorexis, Bernd, Gladis, Dani, Iván, Alejo, Adolfo, Marco, Amalia, Verónica, Gorka, Ezzouhra, etc ... y, sobre todo, esas tardes de cañas (y churros con chocolate) por Madrid que he pasado con algunos de ellos.

Finalmente, agradezco a mis padres, hermanos y demás familiares por la fuerza de ánimo que siempre me han infundido. A mi madre, quien nos dejó hace ya poco menos de 12 años y no llegó a verme licenciado aunque, por suerte, vivió lo más importante: la ilusión de ver que sus hijos se formaban para ser personas de provecho. Por último, debo darle el mayor agradecimiento a mi padre, quien ha sido realmente mi mayor apoyo personal, dándome, con su ánimo y sus consejos, las fuerzas necesarias para continuar mi formación.

Muchas gracias a todos ellos.

Madrid, 26 de septiembre de 2012.

Dedicado a mis padres.

Parte I

Estudio de la excitación de resonancias morfológicas en estructuras periódicas y aleatorias de cilindros dieléctricos como método de diseño de metamateriales

Capítulo 1

Materiales zurdos. Metamateriales

1.1. Materiales zurdos y refracción negativa

En 1967 Veselago ([1]) estudió teóricamente las propiedades de un medio con permitividad dieléctrica ϵ y permeabilidad magnética μ negativas y, consecuentemente, de índice de refracción n negativo. A los materiales con esta propiedad se los denomina *doble negativos* por los valores negativos en ambas propiedades, materiales “zurdos” (LHM), o simplemente *metamateriales*, como posteriormente se ha acuñado para ellos, señalando este último término el hecho de que los únicos medios conocidos que tienen ambas $\epsilon < 0$ y $\mu < 0$ son artificiales. El término LHM emana de la orientación “zurda” de la tríada formada por los vectores de campo eléctrico \mathbf{E} y magnético \mathbf{H} , y el vector constante de propagación \mathbf{k} . Esto se discutirá seguidamente ([2]), ya que en el capítulo 2 se usará este concepto al discutir mediante simulaciones la validez de la teoría de medio zurdo efectivo en fenómenos de refracción negativa que surgen en estructuras periódicas.

A partir de las ecuaciones de Maxwell en un medio isótropo, homogéneo y lineal con permitividad eléctrica ϵ y permeabilidad magnética μ (índice de refracción n) puede demostrarse que la doble naturaleza negativa de los parámetros constitutivos, ϵ and μ , lleva a una propagación de ondas electromagnéticas que exhiben velocidades de fase y de grupo antiparalelas, es decir, *ondas “zurdas”*. Suponiendo que una onda electromagnética que depende del tiempo en la forma $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t) = \Re\{\mathbf{F}(\mathbf{r})\mathbf{e}^{-i\omega t}\}$ atraviesa dicho medio, estas ecuaciones junto con las constitutivas del material dan las siguientes expresiones para los campos eléctrico \mathbf{E} y magnético \mathbf{H} :

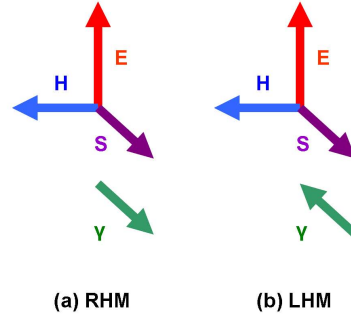


FIGURA 1.1: (a) Orientación de los campos eléctrico \mathbf{E} , magnético \mathbf{H} y de Poynting \mathbf{S} , y del vector de onda γ en (a) medios “diestros” (RHM, “right-handed media”) y (b) medios “zurdos” (LHM, “left-handed media”).

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i\gamma \cdot \mathbf{r}}, \quad (1.1)$$

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{E}_0}{Z} e^{i\gamma \cdot \mathbf{r}}, \quad (1.2)$$

donde $Z = |\mathbf{E}|/|\mathbf{H}|$ denota la impedancia de la onda y $|\gamma| = 2\pi/\lambda_0 n$ (siendo λ_0 la longitud de onda en el vacío) la constante de propagación en el medio.

En ausencia de pérdidas ($\Im[\epsilon] = \Im[\mu] = 0$) y sin fuentes de campo (ni cargas ni corrientes libres), y para el caso de un medio “diestro” (RHM), $\epsilon, \mu > 0$, los campos se relacionan entre sí de la siguiente manera:

$$\gamma \times \mathbf{E} = +\omega\mu\mathbf{H}, \quad (1.3)$$

$$\gamma \times \mathbf{H} = -\omega\epsilon\mathbf{E}, \quad (1.4)$$

lo cual define la configuración “diestra” $(\mathbf{E}, \mathbf{H}, \gamma)$ mostrada en la Fig. 1.1(a). Por el contrario, en el caso de un LHM, $\epsilon, \mu < 0$, siendo ahora $|\epsilon| = -\epsilon > 0$ y $|\mu| = -\mu > 0$, se tiene que:

$$\gamma \times \mathbf{E} = -\omega|\mu|\mathbf{H}, \quad (1.5)$$

$$\gamma \times \mathbf{H} = +\omega|\epsilon|\mathbf{E}, \quad (1.6)$$

con lo que así se obtiene la configuración “zurda” $(\mathbf{E}, \mathbf{H}, \gamma)$ mostrada en la Fig. 1.1(b).

Como por definición la velocidad de fase es $\mathbf{v}_p = (\omega/|\gamma|)\hat{\gamma}$ ($\hat{\gamma} = \gamma/|\gamma|$), el cambio de sentido de γ que caracteriza a los materiales zurdos se comunica a la velocidad de fase de la onda. Así, el frente de onda en estos materiales avanza en sentido opuesto a la de los materiales diestros, es decir, acercándose a la fuente de perturbación (aparente violación del principio de causalidad).

Esta contradicción con las leyes de la naturaleza se explica teniendo en cuenta que \mathbf{v}_p se asocia simplemente con la propagación de una perturbación, mientras que el concepto que mantiene el principio de causalidad es la propagación de la energía ([3]). De hecho, el vector de Poynting \mathbf{S} , el cual representa el flujo de energía electromagnética se define como (unidades SI):

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}. \quad (1.7)$$

el cual, al depender exclusivamente de \mathbf{E} y \mathbf{H} (no de ϵ y μ) explica que la dirección de propagación temporal de la energía no dependa de las características diestras o zurdas del medio. Así, la energía se propaga siguiendo el sentido de la velocidad de grupo $\mathbf{v}_g = \nabla_\gamma \omega$ [4].

Las diferencias de comportamiento entre materiales diestros y zurdos pueden resumirse en que:

$$RHM : \quad v_p > 0 \quad (\gamma > 0) \quad \text{y} \quad v_g > 0, \quad (1.8)$$

$$LHM : \quad v_p < 0 \quad (\gamma < 0) \quad \text{y} \quad v_g > 0. \quad (1.9)$$

La refracción negativa es una consecuencia de la naturaleza zurda en un metamaterial, ya que ϵ , μ y n son complejos $\epsilon < 0$ y $\mu < 0$ no debería afectar al índice de refracción $n = \sqrt{\epsilon\mu}$. Sin embargo, ϵ , μ y n son complejos, con lo que las características electromagnéticas

del material se relacionan con el comportamiento que sigue la luz al refractarse en éste de la siguiente forma:

$$\epsilon = r_\epsilon e^{i\theta}, \quad (1.10)$$

$$\mu = r_\mu e^{i\phi}, \quad (1.11)$$

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} = \sqrt{r_\epsilon r_\mu} e^{i(\theta+\phi)/2} \quad (1.12)$$

Si se quiere que $\Re\{\epsilon\}, \Re\{\mu\} < 0$, de las Ecs. 1.10 y 1.11 se tiene que $\pi/2 \leq \theta, \phi \leq 3\pi/2$. Para que el medio sea absorbente ($\Im\{n\} > 0$ en la Ec. 1.12) debe cumplirse además $0 \leq \frac{1}{2}(\theta + \phi) < \pi$, lo cual se resume en que θ y ϕ han de cumplir $\frac{\pi}{2} \leq \frac{1}{2}(\theta + \phi) < \pi$. Se llega así a:

$$n_1 = \Re[n] = \sqrt{r_\epsilon r_\mu} \cos \frac{1}{2}(\theta + \phi) < 0, \quad (1.13)$$

con lo que, siendo n_i y n_t los índices de refracción de las ondas incidente y transmitida, respectivamente (con la misma nomenclatura para los ángulos de incidencia y transmisión), la condición $n_t = -|n_t|$ lleva a que la ley de Snell quede en estos materiales de la forma

$$n_i \sin \theta_i = -|n_t| \sin \theta_t = |n_t| \sin(-\theta_t), \quad (1.14)$$

refractándose la onda en dirección especular, respecto del vector normal que define la interfase entre medios, a aquélla que correspondería a la refracción de un material convencional (y con \mathbf{v}_p en sentido opuesto como se ha visto anteriormente). Es decir, la refracción negativa en metamateriales es consecuencia de la absorción que estos materiales artificiales presentan.

1.2. Aplicaciones y obtención de materiales zurdos mediante resonancias morfológicas

Los metamateriales son medios electromagnéticos artificiales estructurados a escala mucho menor que sus longitudes de onda de operación. Bajo esta condición, su teoría los ha modelado como medios homogéneos. Sus celdas unidad están constituidas por inclusiones resonantes que provocan un cambio de fase $\delta = \pi$ en la respuesta del material por

encima de la frecuencia resonante. Como consecuencia, tanto su permitividad ϵ , como su permeabilidad μ pueden ser negativas en bandas de frecuencia, bien separadas bien solapadas (de ahí, medios doblemente negativos o de índice negativo), algo que todavía no se ha encontrado que ocurra en la naturaleza [5]. Se han propuesto la superresolución [6, 7], la invisibilidad [8–10], o la refracción negativa [11, 12] como importantes aplicaciones potenciales, demostradas en un rango de frecuencia que va de las radio-frecuencias [13] a las ondas milimétricas [14], infrarrojo [15–17], y visible [18]. Hasta la fecha, la mayor parte de los metamateriales se han construido a partir de elementos metálicos resonantes sub- λ [19–31] o de cristales fotónicos [32–35]. Debido a las considerables pérdidas por absorción que todos los modelos propuestos presentaban, recientemente se ha propuesto otra ruta para obtener las resonancias eléctricas y magnéticas en sus celdas constituyentes basada en la interacción entre las ondas electromagnéticas y partículas dieléctricas [36, 37]. Las resonancias de Mie (consúltese el capítulo 4) de las inclusiones dieléctricas ofrecen un nuevo mecanismo para la creación de resonancias eléctricas y magnéticas basado en desplazamientos de corriente.

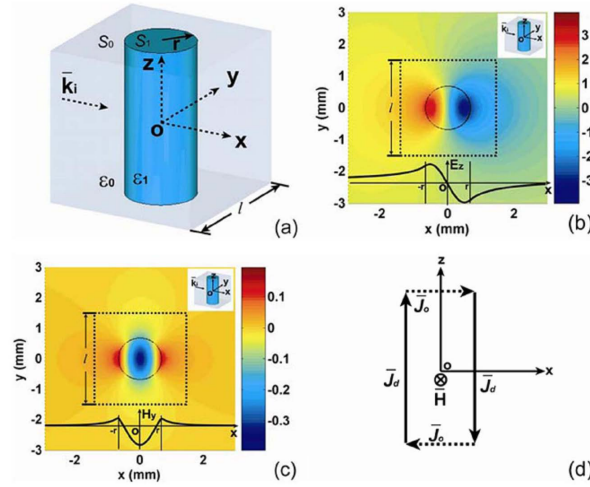


FIGURA 1.2: Segundo modo resonante en el interior de un resonador dieléctrico bajo incidencia de onda plana [38]. (a) Configuración de la celda unidad. $r = 0,68\text{mm}$ y $l = 3\text{mm}$ son el radio del cilindro y el lado de la celda unidad, representando $\epsilon_1 = 600$ y $\epsilon_0 = 1$ las permitividades eléctricas en el interior S_1 y en el exterior S_0 del cilindro, respectivamente; la frecuencia de iluminación es $\omega = 6,9\text{GHz}$. Distribuciones de (b) campo eléctrico, y (c) campo magnético; (d) anillo de corriente de desplazamiento equivalente. La línea sólida representa la corriente de desplazamiento \mathbf{J}_d dentro del resonador S_1 , y la línea discontinua representa la corriente de desplazamiento \mathbf{J}_o en el exterior S_0 , la cual tiene que ser continua con respecto a \mathbf{J}_d . La onda incidente se propaga a lo largo del eje X con el campo eléctrico \mathbf{E} en dirección Z (polarización S). (Ilustraciones tomadas de [39]).

Tanto las esferas como los cilindros presentan resonancias de Mie. Lo interesante de éstas para el funcionamiento de estas partículas como elementos de un metamaterial es que sus dos primeras ondas parciales, asociadas a estas resonancias, correspondan a

la excitación de un dipolo eléctrico y de un dipolo magnético a frecuencias próximas entre sí. Así, para un cilindro dieléctrico iluminado en polarización S (campo eléctrico \mathbf{E} paralelo al eje del cilindro), como el ilustrado en la Fig. 1.2(a), los dos modos de Mie más bajos ($WGE_{0,1}$ y $WGE_{1,1}$) corresponden a las respuestas eléctrica y magnética, respectivamente, resultando en valores de permitividad y permeabilidad negativa. La distribución de campo electromagnético del modo (dipolar) $WGE_{1,1}$ (Fig. 1.2(b) y 1.2(c)) puede aclarar el mecanismo de la resonancia magnética [39, 40]. El campo eléctrico se distribuye a lo largo de las direcciones $\pm Z$ con signos opuestos a lo largo de la dirección de propagación (Fig. 1.2(b)), provocando la aparición de una fuerte corriente de desplazamiento circular (1.2(d)). Tales corrientes dan lugar a un campo magnético a lo largo del eje Y (Fig. 1.2(c)), la cual corresponde al modo $WGE_{1,1}$.

Pueden diseñarse así materiales doblemente negativos periódicos para obtener el efecto de refracción negativa al combinar ambas resonancias dipolares, eléctrica y magnética, en los cilindros de la estructura. Éstas surgen simultáneamente mediante la excitación de los modos de galería susurrante $WGE_{0,1}$ y $WGE_{1,1}$ mostrados en la Fig. 1.3(a), los cuales se encuentran asociados a los dos primeros coeficientes correspondientes a la serie de Mie, $|b_0|$ y $|b_1|$ (Fig. 1.3(b)), que describe el campo “scattereado” (i. e. esparcido o dispersado) por el cilindro individual, $\mathbf{p}/\epsilon_0 = (4b_0/ik^2)\mathbf{u}_z$ y $mZ_0 = (-4b_1/ik^2)\mathbf{u}_y$ [41] (unidades SI). $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ es la impedancia, μ_0 y ϵ_0 son la permeabilidad y la permitividad, y k es la constante de propagación de la onda incidente, todas en el espacio libre. Se han propuesto también metamateriales híbridos formados por redes ordenadas de partículas dieléctricas y SRRs que toman ventaja de la interacción entre las resonancias $|b_0|$ y $|b_1|$ de las primeras y la magnética correspondiente a los últimos [42].

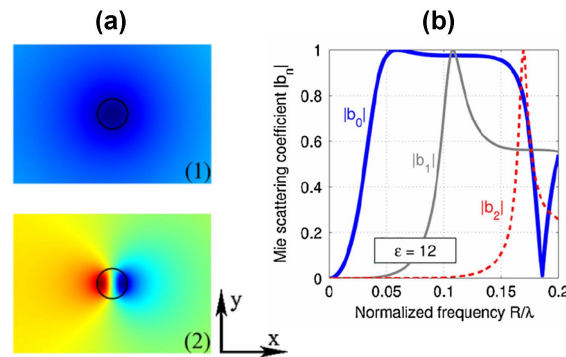


FIGURA 1.3: (a) Detalles de las distribuciones de campo eléctrico, (1) $WGE_{0,1}$ y (2) $WGE_{1,1}$, correspondiente a los coeficientes de Mie $|b_0|$ y $|b_1|$ para cilindros de Si. (b) $|b_0|$ (línea continua azul), $|b_1|$ (línea continua gris) y $|b_2|$ (línea discontinua roja) para los cilindros de (a). Ilustraciones tomadas de [41].

Existe un factor de escala: $\lambda/(na)$, siendo n el índice de refracción y a el radio de la partícula, el cual controla la aparición de las resonancias dipolares eléctrica y magnética en partículas esféricas o cilíndricas a las correspondientes longitudes de onda. Así, las resonancias estudiadas en la Fig. 1.2 para cilindros cerámicos en microondas pueden trasladarse al infrarrojo cercano en cilindros de Si como el mostrado en la Fig. 1.3(a) [41, 43, 44]. De esta manera, una red 2D periódica de cilindros de Si exhibe a cierta frecuencia una refracción negativa de material zurdo en el infrarrojo cercano o el visible (Fig. 1.3(b)) a pesar del moderado valor de su índice de refracción ($n \sim 3,5$) [41]. Sin embargo, se ha señalado la necesidad de experimentos controlados que verifiquen que esta refracción es realmente tal en un medio efectivo que describa el compuesto como un metamaterial y no una refracción de Bragg debido a la estructura de bandas del cristal fotónico [45, 46]. Tanto los casos estudiados en [41] y [39], teórico el primero y experimental el segundo, así como su compatibilidad con una teoría de medio efectivo serán discutidos en el capítulo 2.

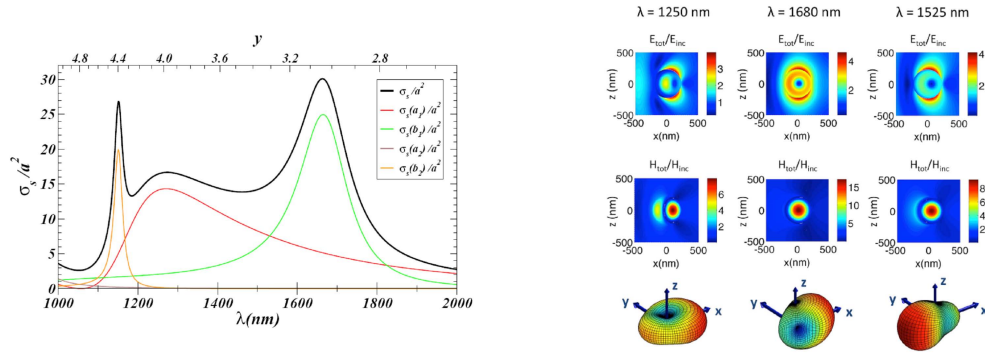


FIGURA 1.4: (a) Sección eficaz de “scattering” σ_S (curva negra) frente a la longitud de onda λ para una esfera de Si (radio $r = 230nm$). El índice de refracción $n = 3,5$ es constante y real en este rango de λ . Las líneas roja y verde se corresponden con las contribuciones de dipolo eléctrico y magnético, respectivamente. (b) Distribuciones, en el plano XZ , de los módulos de los campos eléctrico y magnético normalizados a sus respectivos incidentes (E_{tot}/E_{inc} and H_{tot}/H_{inc}), correspondientes a la nanopartícula analizada en (a), bajo iluminación de onda plana. Las columnas izquierda y central presentan los casos a $\lambda = 1250nm$ y $\lambda = 1680nm$, resonancias eléctrica y magnética, respectivamente, mostradas en (a). La columna derecha muestra la situación en la cual ambas resonancias contribuyen igualmente a la sección eficaz de “scattering” ($\lambda = 1525nm$). (Tomado de [44]).

La excitación de resonancias morfológicas en los componentes de una estructura periódica, aprovechable, como hemos visto, para diseñar metamateriales, podría generalizarse al caso de redes tridimensionales, ya que se ha encontrado que las partículas de Si con índices de refracción $n \sim 3,5$ y radio $r \sim 200nm$ presentan fuertes resonancias dipolares, tanto eléctrica como magnética (relacionadas con los coeficientes de Mie a_1 y b_1 , respectivamente), en el rango del infrarrojo cercano (es decir, a $\lambda \approx 1,2 - 2\mu m$) sin solapamiento espectral con resonancias cuadrupolares o de mayor orden [44]. La curva

negra de la Fig. 1.4(a) muestra la sección eficaz de “scattering” total σ_S de una nanopartícula de *Si* ($r = 230nm$, $n = 3, 5$), junto con las contribuciones de, entre otras, sus resonancias eléctrica $\sigma_S(a_1)$ (curva roja) y magnética $\sigma_S(b_1)$ (curva verde). Puede verse que a $\lambda = 1525nm$, σ_S es gobernada sólo por $\sigma_S(a_1)$ y $\sigma_S(b_1)$, lo cual convierte esta esfera en el análogo tridimensional a los cilindros mostrados en 1.2 y 1.3. En la Fig. 1.4(b) se ilustran las distribuciones de campo eléctrico y magnético para los casos de resonancia eléctrica ($\lambda = 1250$) y magnética ($\lambda = 1680nm$), así como el punto clave donde ambas resonancias están presentes ($\lambda = 1525nm$).

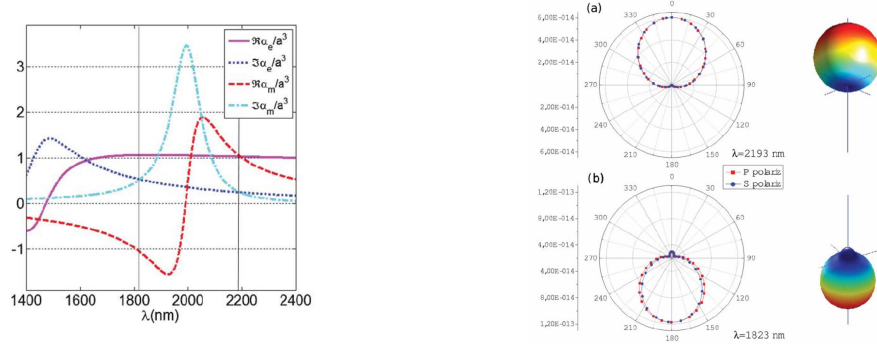


FIGURA 1.5: (a) Partes real e imaginaria, normalizadas, de las polarizabilidades eléctrica y magnética para una esfera de *Ge* (radio $r = 240nm$, $\epsilon = 16$ y $\mu = 1$) inmersa en vacío. Las líneas verticales derecha e izquierda marcan las *condiciones generalizadas de Kerker GK* (primera y segunda a $\lambda = 2193nm$ y $\lambda = 1823nm$, respectivamente). (b) Diagramas de “scattering” para la nanopartícula de *Ge* analizada en (a). Se consideran ambas polarizaciones, con el campo eléctrico incidente paralelo (TM o P) o perpendicular (TE o S) al plano de “scattering”. (Tomado de [47]).

Sobre la base de la teoría de “scattering” de Mie, se ha encontrado en [47] que hay una amplia zona del infrarrojo cercano ($\lambda = 1 - 3\mu m$) donde la respuesta electromagnética de nanopartículas esféricas de *Ge* puede explicarse de manera similar a la correspondiente a las partículas de *Si*, ya mostrada en la Fig. 1.4(a). Las interferencias entre los campos dipolares, magnético y eléctrico, de estas partículas (véanse las partes reales e imaginarias de las polarizabilidades eléctrica y magnética en la Fig. 1.5(a)) se hallan detrás del fenómeno de “scattering” conocido como condiciones generalizadas de Kerker, por las cuales cuando se satisface $\Im\{\alpha_e\} = \Im\{\alpha_m\}$ cambia drásticamente el patrón angular de “scattering” de la partícula: si $\Re\{\alpha_e\} = \Re\{\alpha_m\}$ (primera condición GK), la partícula no “scatterea” luz en sentido opuesto al de incidencia (no hay “back scattering”); si $\Re\{\alpha_e\} = -\Re\{\alpha_m\}$ (segunda condición GK), la partícula casi no “scatterea” luz en el mismo sentido que el de incidencia (casi no hay “forward scattering”).

Capítulo 2

Metamateriales compuestos de cilindros dieléctricos resonantes: Una comprobación de su comportamiento como elementos refractivos

2.1. Introducción

El progreso en el diseño de metamateriales, desde las microondas hasta los THz y frecuencias ópticas [48–52], basado en la respuesta magnética de redes de filamentos y resonadores de anillo partido (SRR, “Split Ring Resonator”) y sus modificaciones para ondas electromagnéticas más cortas, muestra como limitaciones esenciales la existencia de anisotropía y grandes pérdidas por absorción [53]. Más recientemente, se han estudiado en extensión estructuras alternativas basadas en dispersión de Mie mediante esferas dieléctricas [39, 53–57] de índice de refracción relativamente alto y esferas metalo-dieléctricas [58, 59] las cuales fueron propuestas como modelos de materiales compuestos sin pérdidas en microondas; y se extendió su estudio al de cilindros y esferas semiconductores, comprobándose que éstos poseen unas características resonantes similares en las regiones del infrarrojo (IR) y del visible [41, 44], o metálicos, presentando estos últimos problemas de anisotropía en la sección diferencial de “scattering” [60]. Aunque inicialmente estas últimas estructuras se centraban en modos de dipolo o multipolo eléctricos, más tarde se planteó la posibilidad de excitar la primera resonancia de Mie de dipolo magnético; lo cual hace que estas partículas sean equivalentes desde un punto de vista

fundamental a los filamentos y SRRs en microondas en lo que respecta a sus respuestas eléctrica y magnética. Es más, estos cilindros y esferas añaden isotropía 2D y 3D a sus resonancias dipolares eléctrica y magnética, las cuales ocurren a una escala menor que la longitud de onda.

El propósito de este capítulo es investigar las propiedades transmisoras en medios compuestos de tales partículas dieléctricas y, en particular, ver si estos compuestos se comportan como medios uniformes a frecuencias a las que se excitan los dipolos eléctrico y magnético de sus partículas. Por lo tanto, este trabajo sirve para comprobar y evaluar si la excitación de las resonancias eléctrica y magnética de esferas y cilindros de Mie con alto índice de refracción constituye una alternativa con bajas pérdidas y alta transmitancia, frente a modelos de metamateriales previamente desarrollados.

A este respecto, resaltamos que, a pesar de exhaustivos estudios sobre las posibilidades de estas partículas resonantes como bloques constituyentes de un metamaterial en [39, 41, 44, 55–57] y sus respectivas referencias, ninguna comprobación explícita se ha llevado a cabo.

Aunque se estableció una visión unificada [61] del índice de refracción efectivo de los metamateriales formados por redes ordenadas de tales partículas, así como de los cristales fotónicos (PC, “Photonic Crystals”) con refracción negativa [62], la caracterización de estos materiales compuestos mediante una teoría de medio efectivo (EMT, “effective medium theory”), ha empleado generalmente el método del parámetro de “scattering” (S) por inversión de sus transmitancias y reflectancias complejas [48].

Así, quedó aún la cuestión de si los parámetros constitutivos efectivos ϵ_{eff} and μ_{eff} , derivados a partir de procedimientos comunmente empleados para la homogeneización de medio efectivo [39, 44, 55, 56], eran los mismos que los obtenidos mediante aquellos métodos (S) que tenían en cuenta la interacción de la onda con la microestructura de la celda unidad del material compuesto. La respuesta, dada recientemente [63], es negativa. *La dimensión lineal de tales celdas unitarias, las cuales se encuentran típicamente entre $\lambda/10$ y $\lambda/6$, es mucho mayor que aquellas correspondientes a configuraciones de átomos o moléculas en dieléctricos transparentes activos al paso de luz.* De hecho, quedó establecido en [64] la máxima proporción entre constante de red y longitud de onda, necesaria para que un metamaterial se comporte como un medio efectivo uniforme en experimentos de refracción negativa, (véase también [50]) y se fijó el llamado “régimen de metamaterial” en $2\pi a/\lambda \simeq 1$. En cualquier caso, se han investigado las limitaciones en la aplicabilidad de parámetros efectivos en materiales compuestos, consúltese, por ejemplo, [65].

Por lo tanto, es posible preguntarse si reducir la absorción del material compuesto, como es el caso en la excitación de estas resonancias de Mie en esferas y cilindros, es suficiente para obtener aplicaciones como metamaterial que pudiese considerarse elemento refractor.

Con esta finalidad, veremos en este capítulo que, aunque al contrario de los elementos metálicos como aquéllos usados en diseños más tempranos de materiales “zurdos” (LHM, “Left-Handed Materials”), estos cilindros y esferas dieléctricos agrupados en “meta-átomos” de un material compuesto no presentan absorción, su sección eficaz de “scattering” es bastante grande. Por lo tanto, *demostraremos que en esta ocasión las pérdidas de transmisión de luz provienen de su gran sección eficaz de extinción debida a dispersión, lo cual, cuando además se tratan configuraciones aleatorias de estas partículas, da lugar a que la estructura presente un camino libre medio de transporte bastante corto, incluso homogeneizando el medio, y así, la transmisividad de un haz propagante a través de estos medios es baja.*

Como equivalentes en 2D a las esferas, se sugirió que materiales compuestos de redes de cilindros, tanto cerámicos [39] como de silicio [41], exhibirían un comportamiento de metamaterial zurdo en los rangos de microondas y de visible a IR medio, respectivamente, debido a la excitación de la resonancia magnética de Mie en el cilindro. Sin embargo, estudios posteriores [46] apuntaron a la necesidad de *investigar más para concluir si el comportamiento de onda contrapropagante dentro de la red formada por tales cilindros de Si se debe a la estructura de bandas en régimen de difracción [45] o a un puro efecto de medio efectivo en el rango de grandes longitudes de onda*, incluso aunque experimentos de microondas en prismas formados por redes de cilindros cerámicos de alta permitividad, ordenados o aleatorios, sugiriesen un comportamiento zurdo [39].

La fracción típica de llenado f de las redes de cilindros dieléctricos estudiadas [39, 41, 44] es moderada $f \approx 0,30$, pero la razón entre la longitud de onda en el vacío y el radio del cilindro: λ/r era 61 en, por ejemplo, el experimento de [39] con una red de cilindros cerámicos en el rango de las microondas, ($\lambda = 41,64mm$), siendo la razón entre la constante de red a y λ $a/\lambda = 0,07$, la cual se encuentra muy por debajo de la antes mencionada razón $a/\lambda = 0,1$; mientras que $\lambda/r = 9,8$ y $a/\lambda = 0,45$ en el modelo de cilindros de Si ordenados de [41] ($\lambda = 1,55\mu m$). Por otro lado, los medios homogéneos equivalentes obtenidos a partir de la ley de Snell presentaban un índice de refracción negativa $n \simeq -0,6$ para la lámina de PC en [41] y $n \simeq -1,08$ para el prisma de PC en [39], ($\lambda_n \simeq 2,58\mu m$ para el caso de [41], mientras que $\lambda_n \simeq 38,5mm$ para [39], $\lambda_n = \lambda/n$). Ninguno de estos valores se mantiene cuando la geometría de la muestra cambia, como probaremos en este capítulo.

En el procedimiento de homogeneización empleado en el material compuesto cerámico de [39], los parámetros efectivos obtenidos en la banda de comportamiento zurdo presentan valores negativos para la partes reales tanto de la permeabilidad magnética μ_{eff}^R como de la permitividad dieléctrica ϵ_{eff}^R . Sin embargo, cerca de la longitud de onda de resonancia, las partes imaginarias de ambos parámetros constitutivos ϵ_{eff}^I y μ_{eff}^I no son despreciables comparadas con esas partes reales; *esto conlleva la alta extinción del material compuesto, la cual no se debe a pérdidas por absorción como ocurría en modelos previos de LHMs compuestos de elementos metálicos, sino que se produce por el “scattering” causado por las partículas de alto índice de refracción de estos metamateriales*. Lo mismo sucede en el IR cercano para materiales compuestos de cilindros de Si [41] y [44]. Esto, común al papel ya estudiado que representa el desorden en las pérdidas por “scattering” en guías de ondas de PC (véase, por ejemplo, [66]), se estudiará adicionalmente en este trabajo.

En este capítulo llevamos a cabo experimentos numéricos 2D con el método de elementos finitos, sobre la propagación de ondas en IR medio, a través de un medio de material compuesto formado por cilindros dieléctricos resonantes dispuestos tanto en posiciones periódicas como aleatorias. Aún así, en aras de una clara comprensión, trataremos también el problema relacionado de la propagación en microondas a mayor escala. A partir de la anterior discusión, nuestro objetivo es evaluar:

- (1) hasta qué punto es posible que estas estructuras puedan constituir un modelo de metamaterial que supere las pérdidas [11, 67] de anteriores materiales compuestos.
- (2) Esto lleva a discutir la validez de asociar parámetros constitutivos efectivos a estas muestras. Los resultados deberían ajustarse a las observaciones experimentales de laboratorio ya que los cálculos desarrollados son bastante precisos, dentro de las limitaciones inherentes a un procedimiento numérico.
- (3) Ya que en este modelo el tamaño de las muestras no es demasiado grande comparado con la longitud de onda [63, 64], con vistas a evaluar si la propagación depende de este tamaño y de la forma de la muestra, empleamos dos de tales objetos para observar la transmisión: un bloque rectangular, o lámina gruesa, y un prisma, (esto es, un triángulo en estos cálculos 2D), compuestos cada uno de ellos por una red, periódica o desordenada, de cilindros en aire. Como en previos estudios sobre estos materiales compuestos, se asume que la onda incidente está linealmente polarizada con el vector de campo eléctrico \mathbf{E} a lo largo del eje de los cilindros.

2.2. Conjuntos ordenados y desordenados de cilindros dieléctricos como metamateriales

2.2.1. Procedimiento numérico

Se resuelven las ecuaciones de Maxwell mediante el método de elementos finitos (“Finite Element Method”, FEM) (FEMLAB3.0a de COMSOL, [68]) (consúltese el Apéndice A). Los cálculos de campo se hacen con ondas en su régimen estacionario de propagación. Por lo tanto, se expresan los resultados en términos del vector de campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})[V/m]$, el vector de campo magnético $\mathbf{H}(\mathbf{r})[A/m]$ y el flujo de energía promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle [J/(m \cdot s)]$, siempre en el caso de polarización S, o TE, (es decir, $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ a lo largo del eje de los cilindros).

Como condición de frontera para la ventana de simulación (fronteras externas), se usa “baja reflexión”, $n\mu_0^{1/2}(\mathbf{n} \times \mathbf{H})_z - \epsilon_0^{1/2}E_z = -2\epsilon_0^{1/2}E_{0z}$ (en polarización S). Ésta se utiliza en fronteras que no representan realmente una frontera física. El término “baja reflexión” significa que sólo se refleja una pequeña fracción de la onda, atravesando por lo tanto la frontera casi como si no existiese. El resto de fronteras en el modelo siguen la “condición de continuidad”: $\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = \mathbf{0}$ (en polarización S). Se establecen todas éstas en el espacio de simulación tanto para mantener los cálculos libres de reflexiones de ventana no deseadas como para evitar posibles discontinuidades geométricas. Aseguramos de esta forma que no aparezcan inconsistencias debidas a discontinuidades en las propiedades de los objetos bajo estudio, y que se eviten posibles errores sistemáticos.

En una configuración 2D, el uso de luz linealmente polarizada con vector de propagación en el plano XY de la sección eficaz de los cilindros evita su despolarización. El perfil utilizado para definir los haces luminosos es, bien rectangular (ondas planas): $\mathbf{E}_0 \exp(i(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}_i - \omega t))$, siendo su anchura idéntica a la de la ventana de simulación, bien gaussiano: $\mathbf{E}_0 \exp(-|\mathbf{R} - \mathbf{R}_0|^2/2\sigma^2) \exp(i(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} - \omega t))$, $\mathbf{r} = (\mathbf{R}, z)$. $\mathbf{R} = (x, y)$ y $\mathbf{R}_0 = (x_0, y_0)$ son las componentes transversales de \mathbf{r} y \mathbf{r}_0 , respectivamente, σ es la desviación standard o cintura del haz, y \mathbf{k}_i es la constante de propagación de la onda incidente con $|\mathbf{k}_i| = 2\pi/\lambda$. La longitud de onda λ , se elegirá en la región de las microondas o del IR. La dirección de propagación \mathbf{k}_i de tales haces es por lo tanto normalmente incidente al eje OZ de los cilindros infinitos. La amplitud de la onda incidente se normaliza a $|\mathbf{E}_0| = 1V/m$ (SI), la cual corresponde a una magnitud de flujo de energía promediado temporalmente $|\langle \mathbf{S} \rangle| \approx 190W/m^2$. El criterio para seleccionar el perfil de haz se ha basado en la respuesta principal de las características del material compuesto a analizar: la direccionalidad de propagación en el medio que resulta a partir del método de homogeneización, y los procesos de extinción cuando se considera la estructura interna

de la distribución de cilindros. En el primer caso, empleamos haces incidentes de perfil rectangular; en otro caso, usamos haces gaussianos.

Se expresan así los resultados en términos del vector de campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{R})$ que apunta a lo largo del eje OZ del cilindro, la raíz cuadrada de su energía promediada temporalmente $|\mathbf{E}(\mathbf{R})|$, el vector de campo magnético $\mathbf{H}(\mathbf{R}) = (H_x, H_y)$ o el promedio temporal del flujo de energía $\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle$. Por supuesto, siendo estos dos últimos vectores transversales, es decir, estando incluidos en el plano-XY de las imágenes que se muestran a continuación.

Finalmente, para clasificar los modos de galería susurrantes (“Whispering Gallery Mode”, WGE, en polarización S (TE), con \mathbf{E} perpendicular al eje de los cilindros como en la nomenclatura usada en el Apéndice C) asociados a las resonancias de Mie de los cilindros, usaremos los subíndices (i, j) , representando i y j sus órdenes angular i -th y radial j -th, respectivamente.

2.2.2. Respuesta dipolar eléctrica y magnética de un cilindro dieléctrico en microondas e IR medio

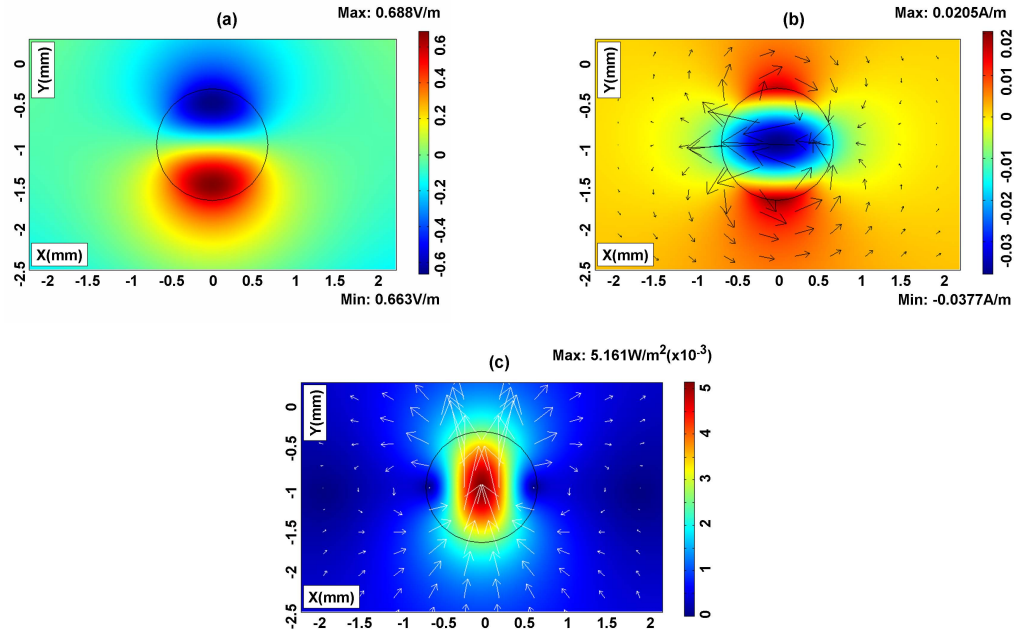


FIGURA 2.1: (a) Campo eléctrico $E_z(\mathbf{R})$ en un cilindro de cerámica BST con una permitividad dieléctrica $\epsilon = 600$ y radio $r = 0,68\text{mm}$. (b) Campo magnético $\mathbf{H}(\mathbf{R})$ (flechas) y su componente X (colores). (c) Flujo de energía promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle$ (flechas) y su norma (colores). En estas figuras, se lanza desde la frontera inferior de la ventana de cálculo en dirección vertical ascendente un haz gaussiano S-polarizado de amplitud unidad y desviación standard $\sigma = 12\text{mm}$ a $\lambda = 41,638\text{mm}$ (i.e. con \mathbf{k}_i a lo largo del eje OY), excitando su $WGE_{1,1}$.

Tratamos primero la respuesta de un único cilindro cerámico de $Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_3$ (BST) en microondas. Las Figs. 2.1(a)–2.1(c) muestran las distribuciones de los vectores de campos eléctrico, magnético y de Poynting promediado temporalmente para iluminación linealmente polarizada con el vector de campo eléctrico a lo largo del eje del cilindro. La Fig. 2.1(a) exhibe $E_z(\mathbf{R})$, indicando dos corrientes eléctricas que fluyen a lo largo del eje OZ del cilindro, una ascendente y otra descendente, respectivamente, y centradas cerca de superficies opuestas de la periferia del cilindro, lo cual corresponde a la distribución espacial \mathbf{E} del WGM dipolar: $WGE_{1,1}$. La Fig. 2.1(b) muestra las líneas de vector de campo magnético en el plano XY, caracterizadas por flechas que circulan alrededor de estas corrientes eléctricas, de acuerdo a la Ley de Ampère, comportándose como un dipolo magnético. El promedio temporal del flujo de energía, dado por el vector de Poynting promedio, se muestra en la Fig. 2.1(c) exhibiendo una interesante circulación alrededor de los extremos ecuatoriales de la sección del cilindro.

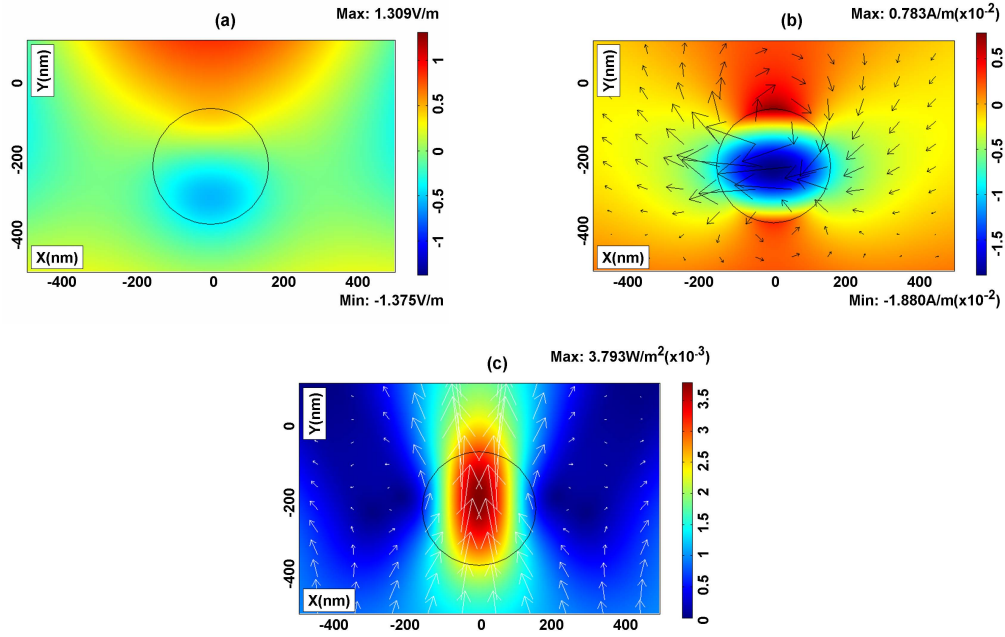


FIGURA 2.2: (a) Campo eléctrico $E_z(\mathbf{R})$ en un cilindro de Si con una permitividad dieléctrica $\epsilon = 12$ y radio $r = 158\text{nm}$. (b) Campo magnético $\mathbf{H}(\mathbf{R})$ (flechas) y su componente X (colores). (c) Flujo de energía promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle$ (flechas) y su norma (colores). Se lanza desde la frontera inferior de la ventana de cálculo en dirección vertical ascendente un haz gaussiano S-polarizado de amplitud unidad y desviación standard $\sigma = 2792\text{nm}$ a $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ (i. e. con \mathbf{k}_i a lo largo de la dirección OY), excitando su $WGE_{1,1}$.

Por otro lado, las Figs. 2.2(a)–2.2(c) muestran la respuesta de un único cilindro de Si a luz infrarroja. Las características anteriormente descritas para el cilindro cerámico BST se reproducen de nuevo para este cilindro de Si, tal como se esperaba a partir del análisis de sus similares resonancias eléctrica y magnética [41].

2.2.3. Características transmisivas a las microondas de una lámina formada por una distribución ordenada de cilindros

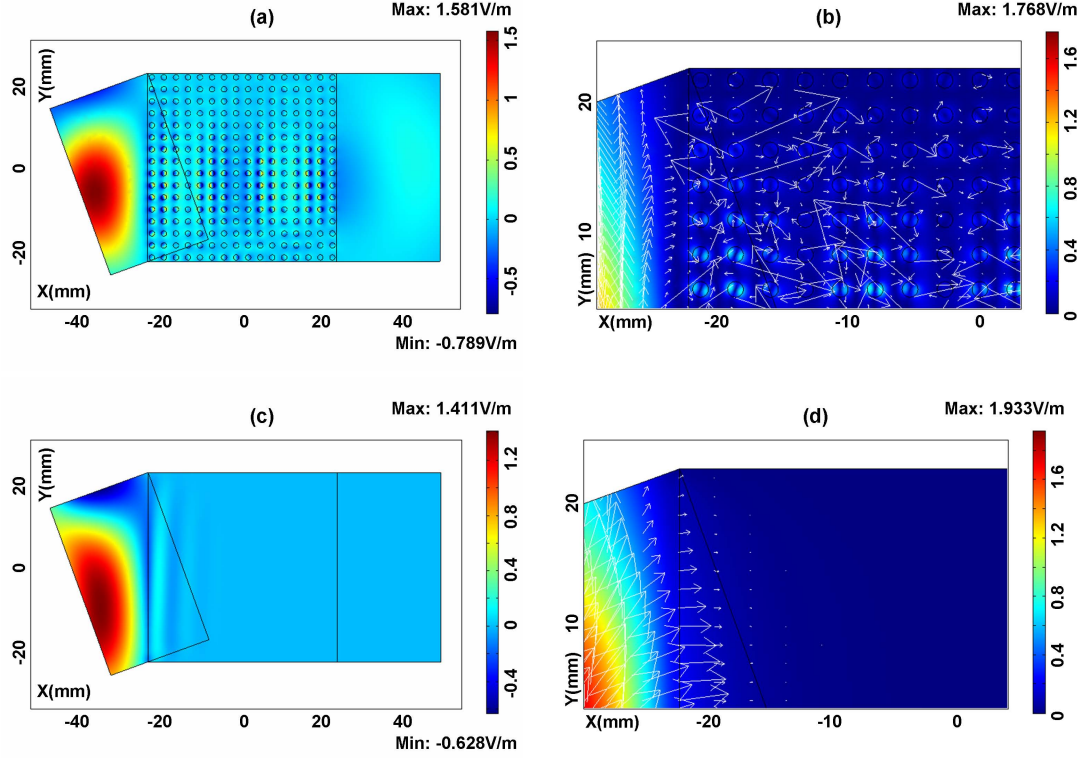


FIGURA 2.3: (a) Distribución espacial de campo eléctrico $E_z(\mathbf{R})$ de una microonda que se propaga a través de una lámina de una red de cilindros de BST como el de las Figs. 2.1(a)–2.1(c) ($\epsilon = 600$, $r = 0,68mm$). La constante de red es $a = 3mm$. Se lanza desde la frontera izquierda de la ventana de cálculo hacia la derecha un haz gaussiano S-polarizado de amplitud unidad y anchura $\sigma = 4a$ sobre el PC a una longitud de onda $\lambda = 41,638mm$ ($\nu = 7,2GHz$) y a un ángulo de incidencia $\theta = 20^\circ$ con el eje X. (b) Norma del campo eléctrico $|E_z(\mathbf{R})|$ (colores) y $\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle$ (flechas) en un detalle de la esquina superior izquierda del bloque. (c) Cálculo similar al de (a) en una lámina ocupada por un medio homogéneo cuyos parámetros efectivos obtenidos a partir de la EMT son $\epsilon_{eff} = -36 + i14,7$, $\mu_{eff} = -0,9 + i0,11$. (d) Norma de campo eléctrico $|E_z(\mathbf{R})|$ (colores) y $\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle$ (flechas) en un detalle de la esquina superior izquierda del bloque.

Consideramos ahora una lámina gruesa compuesta de una red de los cilindros de BST en aire cuya respuesta se estudió en las Figs. 2.1(a)–2.1(c), (véanse las Figs. 2.3(a) y 2.3(b)). Se lanza un haz luminoso S-polarizado desde el vacío sobre el sistema a un ángulo $\theta = 20^\circ$. Se muestra en la Fig. 2.3(a) el mapa del campo $E_z(\mathbf{R})$ transmitido. Se observa un ángulo de transmisión $\theta \approx 0^\circ$ dentro de la muestra. Aparece una distribución de campo resonante dentro de los cilindros, el cual es algo similar al mostrado en la Fig. 2.1(a), teniendo en cuenta los cambios de frecuencia resonante debidos a la presencia de cilindros vecinos. Por otro lado, la Fig. 2.3(b) muestra los promedios temporales de la energía eléctrica $|E_z(\mathbf{R})|$ y del flujo de energía $\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle$ en un detalle del bloque

de cilindros, mostrando este último las direcciones de Bragg de propagación dentro del cristal. Aún así, en el experimento de [39] (cf. Figs. 2.3 de la Ref. [39]) sobre un prisma formado por una red idéntica, se obtuvo sin embargo un ángulo de refracción de 20° aprox., lo se correspondería con un índice de refracción efectivo $n_{eff} \simeq -1,08$. En las Figs. 2.3(a) y 2.3(b), se transmite aproximadamente 1/4 de la energía incidente hacia la región a la derecha de la lámina (vacío). El resto se extingue a causa de las reflexiones en ambas interfases de la lámina y a la transmisión hacia las zonas de encima y debajo de la misma (también vacío) debida a la difracción de Bragg.

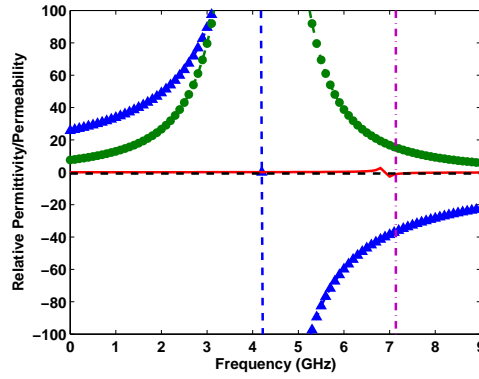


FIGURA 2.4: Estimación de la permitividad ϵ_{eff} y la permeabilidad μ_{eff} relativas complejas, obtenidas mediante la teoría de medio efectivo, para la red de cilindros BST mostrada en la Fig. 2.3(a). ϵ_{eff}^R (línea discontinua con triángulos. Azul en el original), ϵ_{eff}^I (línea discontinua con círculos. Verde en el original), μ_{eff}^R (línea continua. Roja en el original) y μ_{eff}^I (línea discontinua. Negra en el original). La línea vertical discontinua con círculos (violeta en el original) a frecuencia $\nu = 7,2GHz$ indica los valores de ϵ_{eff} y μ_{eff} para el medio de las Figs. 2.3(c) y 2.3(d): $\epsilon_{eff}^R = -36$, $\epsilon_{eff}^I = 14,7$, $\mu_{eff}^R = -0,9$ y $\mu_{eff}^I = 0,11$. La línea vertical continua (azul en el original) forma parte del salto de ϵ_{eff}^R .

Sin embargo, la homogeneización mediante teorías de medio efectivo, empleada en [37, 39, 44, 69] lleva a estimar para este material compuesto los parámetros constitutivos de medio homogéneo efectivo $\epsilon_{eff}^R = -36$, $\epsilon_{eff}^I = 14,7$; $\mu_{eff}^R = -0,9$, $\mu_{eff}^I = 0,11$ (véase la Fig. 2.4). Tal medio uniforme produce un ángulo de refracción muy pequeño, similar al que aparece en la Fig. 2.3(a) pero no reproduce la estructura interna del campo ondulatorio. Esto se muestra en las Figs. 2.3(c) y 2.3(d), las cuales disponen $E_z(\mathbf{R})$ y un detalle de $|E_z(\mathbf{R})|$ y $\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle$ para tal medio efectivo.

Ahora las Figs. 2.3(c) y 2.3(d) muestran que la mayor parte (aproximadamente 0,95) de la energía incidente no se transmite hacia delante a través de la lámina, sino que se extingue debido a la reflexión en su interfase vertical izquierda y a la absorción durante la propagación a través del bloque, (compárese con los parámetros complejos constitutivos del medio efectivo). Estos resultados manifiestan la claramente distinta refracción y transmisión en la dirección de incidencia observadas dependiendo de la muestra a usar,

es decir, de si analizamos el material compuesto o la homogeneización EMT. De hecho, aunque no se muestra aquí, remarcamos que hemos reproducido los resultados numéricos de [39] para tal red si la muestra es un prisma que, como se ha dicho anteriormente, presenta una refracción completamente diferente a aquélla de las Figs. 2.3(a) y 2.3(b).

Por lo tanto, inferimos el cuestionable acuerdo de una EMT con las observaciones en tal red regular de cilindros. Esto no es sorprendente a la luz de los resultados presentados en [63] y [64], ya que la muestra en estos casos no es mucho mayor que la estructura interna, lo cual no concuerda con los experimentos de transmisión con elementos refractivos usuales, que presentan tamaños de estructura interna molecular nanoscópica.

2.2.4. Transmisión en microondas a través de una lámina formada por una distribución aleatoria de cilindros dieléctricos

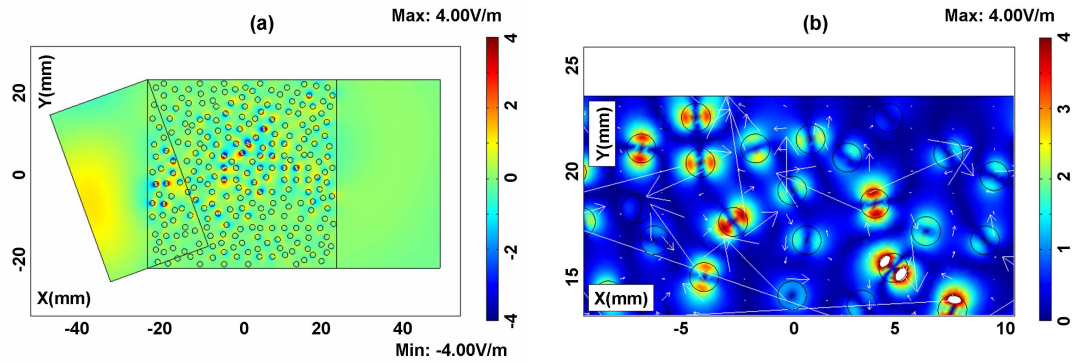


FIGURA 2.5: (a) Distribución espacial de campo eléctrico $E_z(\mathbf{R})$ en una configuración aleatoria de cilindros como aquéllos de las Figs. 2.1(a)–2.1(b) manteniéndose la misma fracción de llenado y las mismas condiciones de iluminación que en la red de las Figs. 2.3. (b) Norma de campo eléctrico $|E_z(\mathbf{R})|$ (colores) y $\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle$ (flechas) en un detalle de la región central del bloque que incluye su borde superior transparente.

Se tratan ahora diferentes realizaciones, obtenidas mediante la adición de aleatoriedad en la red de las Figs. 2.3(a) y 2.3(b). Seguidamente estudiaremos una distribución desordenada de cilindros de BST como los empleados en la Subsección 2.2.3. En este caso, aproximadamente 0,85 de la energía incidente no se transmite hacia delante a través de la lámina, sino que se extingue por reflexión en su interfase derecha y por transmisión hacia el vacío a través de las fronteras superior e inferior. A ambos efectos contribuye en gran medida el elevado “scattering” de la onda óptica en los cilindros resonantes. Las Figs. 2.5(a) y 2.5(b) muestran el campo $E_z(\mathbf{R})$ así como un detalle de $|E(\mathbf{R})|$ y $\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle$, respectivamente. Se pierde gran cantidad de luz “scattereada” tanto por encima como por debajo de la lámina, a causa de la transmisión a través de las fronteras superior e inferior, en baja reflexión. De nuevo, unos pocos cilindros, al iluminarse, exhiben la excitación de la resonancia de Mie mostrada en la Fig. 2.1(a). Las Figs. 2.5(a) y 2.5(b)

no dan indicio alguno de la existencia de una dirección de avance en transmisión hacia la región de vacío a la salida de la muestra. Este resultado se obtiene sin importar si iluminamos con un haz o una onda plana. Aunque no se muestra aquí, deberíamos asertar que promediar el campo $E_z(\mathbf{R})$ sobre muchas realizaciones efectuadas sobre diferentes distribuciones aleatorias de cilindros, no lleva a un haz transmitido hacia la salida de la lámina, caracterizado por $\langle E_z(\mathbf{R}) \rangle$ [70–73], que se distinga de la luz “scattered”.

2.2.5. Distribuciones ordenadas y aleatorias de cilindros de Si en IR

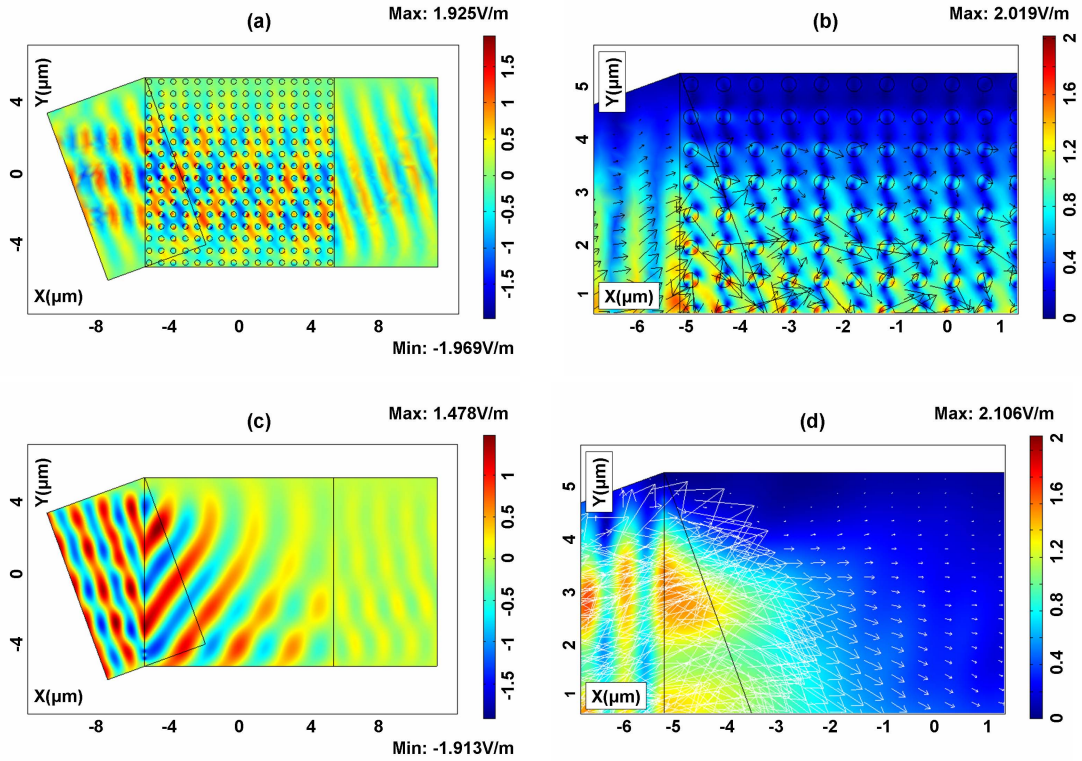


FIGURA 2.6: (a) Campo eléctrico $E_z(\mathbf{R})$ propagándose en una lámina gruesa ocupada por una red ordenada de cilindros de Si ($\epsilon = 12$ y $r = 158nm$; la constante de red es $a = 698nm$). Se lanza desde la frontera izquierda de la ventana de cálculo hacia la derecha un haz gaussiano S-polarizado de amplitud unidad, desviación standard $\sigma = 4a$ y longitud de onda $\lambda = 1,55\mu m$ sobre la lámina a un ángulo de incidencia $\theta = 20^\circ$ con respecto al eje OX. (b) Norma de campo eléctrico $|E_z(\mathbf{R})|$ (colores) y $\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle$ (flechas) en un detalle de la esquina superior izquierda del bloque. (c) Campo eléctrico $E_z(\mathbf{R})$ en un medio uniforme ópticamente equivalente al de (a) y (b), cuya permitividad eléctrica es $\epsilon_{eff} = -0,36 + i0,25/8$. La parte real de tal valor se estima mediante la Ley de Snell, ($\theta_i = 21,54^\circ, \theta_t = 38,07^\circ$). La parte imaginaria se ha estimado a partir de la transmitividad de las Figs. 2.6(a) and 2.6(b). (d) Norma del campo eléctrico $|E_z(\mathbf{R})|$ (colores) y $\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle$ (flechas) en un detalle de la esquina superior izquierda del bloque.

A continuación trataremos el caso de una lámina gruesa de cilindros de Si ordenados tales como el estudiado en las Figs. 2.2(a)–2.2(c). Este arreglo es una extensión al IR medio ([41]) de los cálculos previos en microondas discutidos en las Subsecciones 2.2.3

y 2.2.4. Como se muestra en las Figs. 2.6(a) y 2.6(b), aparece refracción negativa (i. e. una onda con velocidad de fase en retroceso) en el bloque sin pérdidas apreciables en transmisión. Los valores máximos, positivos y negativos, de los frentes de onda transmitidos en el interior de la red coinciden con aquellos cilindros que aparecen iluminados en resonancia, exhibiendo así la resonancia de Mie $WGE_{1,1}$ mostrada en la Fig. 2.2(a). Se ven, fundamentalmente, vectores $\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle$ apuntando en la dirección normal a estos frentes de onda. La luz se transmite a través de esta lámina hacia el interior de la región de vacío a la derecha de la lámina con un ángulo idéntico al de incidencia. Esto confirma el análisis desarrollado en [41] para este cristal.

Por otro lado, las Figs. 2.6(c) y 2.6(d) ilustran la transmisión de la misma onda incidente a través de una lámina gruesa ocupada por un medio uniforme con índice de refracción $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ correspondiente a una permitividad dieléctrica: $\epsilon = -0,36 + i0,25/8$ (permeabilidad magnética $\mu = -1$) que se asemeja a la propagación a través de la red ordenada que se muestra en las Figs. 2.6(a) y 2.6(b). Se ha estimado la parte real $\epsilon^R = -0,36$ a partir de la Ley de Snell aplicada a la Fig. 2.6(a), mientras que se ajustó la parte imaginaria $\epsilon^I = 0,25/8$ mediante la aproximación de la transmitancia de este medio homogéneo a la de las Figs. 2.6(a) y 2.6(b). Nótese que la transmitividad de la lámina homogénea de las Figs. 2.6(c) y 2.6(d) es menor que la correspondiente a la red ordenada de las Figs. 2.6(a) y 2.6(b). Sin embargo, ϵ^I no puede decrecer mucho más allá de $0,25/8$, ya que, de otra forma, aparecerían inestabilidades bien conocidas debido a divergencias en la región a la derecha de la lámina [74–76]. Aún así, debería remarcarse que el valor así obtenido para n no coincide con el derivado de una EMT, lo cual confirma que los valores para esta red $\lambda/r = 9,8$ y $\lambda/a = 2,22$, como se discutió en la Sección 2.1, no son lo suficientemente altos como para que un procedimiento de homogeneización funcione con tal estructura. Esto se discute a continuación con más detalle mediante el empleo de otras redes formadas por estos cilindros con los mismos parámetro de red y fracción de llenado; es decir, una lámina gruesa de cilindros de Si desordenados y un prisma de cilindros, ordenados o desordenados.

Cuando se desordenan estos cilindros manteniendo $f \approx 0,30$, como se ve en las Figs. 2.7(a)–2.7(c), no hay refracción negativa alguna dentro del bloque como la mostrada en las Figs. 2.6(a)–2.6(d). Hay ahora una gran extinción de la energía incidente como consecuencia del elevado “scattering” debido a las partículas. Promediando sobre varias realizaciones, no se observa transmisión refractiva de la componente $\langle \mathbf{E}_z \rangle$, en avance, hacia la región de vacío a la derecha de la lámina. Los cilindros desordenados “scatterean” ahora fuertemente la intensidad incidente, véanse las Figs. 2.7(a) y 2.7(b), provocando su reflexión y su transmisión a través de las fronteras superior e inferior, en baja reflexión, del bloque. Así, sólo unos pocos cilindros se iluminan, mostrando sus resonancias de Mie

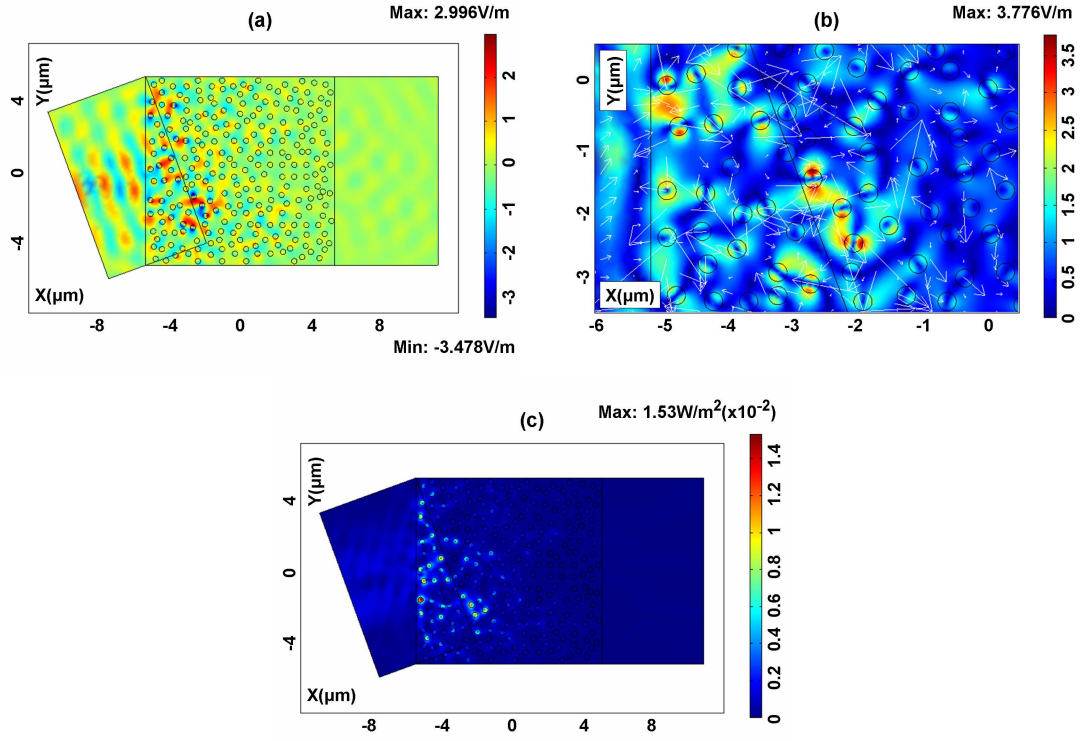


FIGURA 2.7: (a) Campo eléctrico $E_z(\mathbf{R})$ cuando se desordena la red de cilindros de Si en la lámina, manteniendo la misma fracción de llenado $f = 0,30$ y las mismas condiciones de iluminación que en la distribución ordenada de las Figs. 2.6(a)–2.6(d). (b) Norma del campo eléctrico $|E_z(\mathbf{R})|$ (colores) and $\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle$ (flechas) en un aumento de la región izquierda del bloque que incluye su interfase de entrada. (c) Mapa de la norma del promedio temporal del flujo de energía $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle|$.

$WGE_{1,1}$. La Fig. 2.7(c) muestra que $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle|$ se transmite hacia la región de vacío a la derecha de la lámina con menos de 1/10 del valor correspondiente a su onda incidente.

2.2.6. Estudio de la transmisión de un prisma formado por distribuciones ordenadas o desordenadas de cilindros de Si en IR

Consideremos ahora un prisma de un medio uniforme con índice de refracción $n = -0,36 + i0,25/8$. Nótese que este valor de n es el usado en las Figs. 2.6(c) y 2.6(d), derivado a partir de la refracción en la red ordenada de las Figs. 2.6(a) y 2.6(b). Como se muestra en las Figs. 2.8(a)–2.8(c), la refracción hacia el interior de la región de vacío tiene lugar con $\theta_i = 18,4^\circ$ and $\theta_t = 38,07^\circ$, siendo el último el ángulo negativo de refracción en la interfase mayor del prisma. Esto se muestra en las Figs. 2.8(a)–2.8(c) y nos sirve de referencia para estudiar la transmisión a través de una red ordenada o desordenada de cilindros de Si contenida en una muestra con esta geometría de prisma, la cual fue también la empleada en las observaciones de transmisión en microondas presentadas en [39].

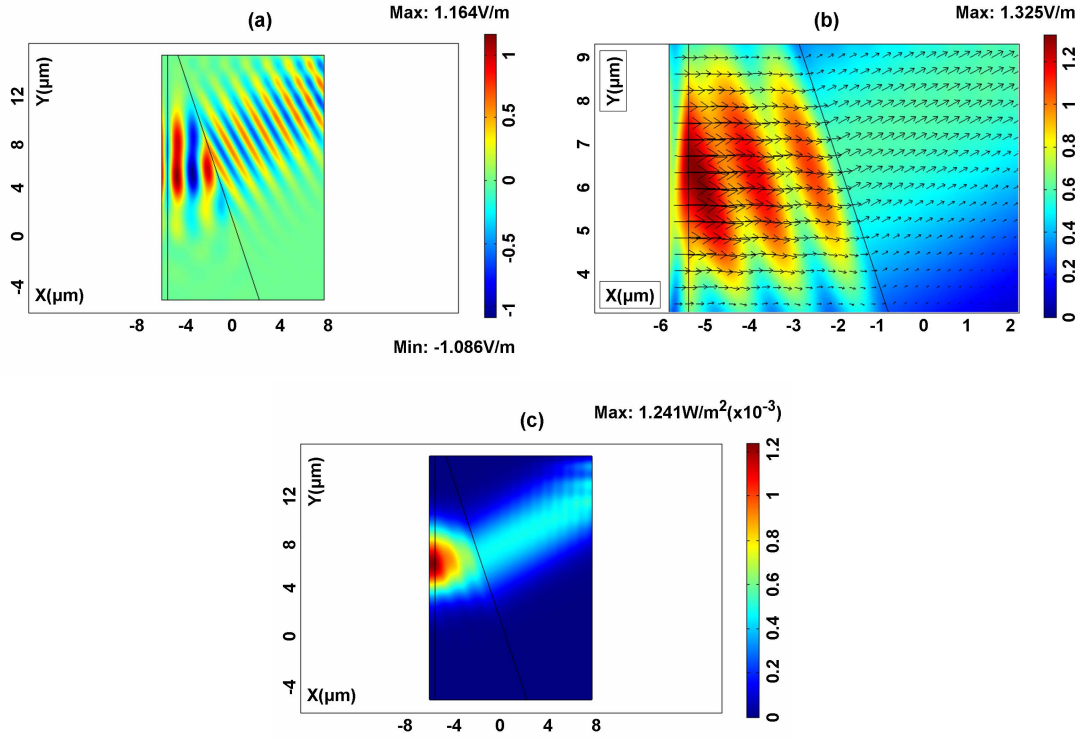


FIGURA 2.8: (a) Campo eléctrico $E_z(\mathbf{R})$ en un prisma (ángulo superior $\alpha = 18,4^\circ$) ocupado por un medio uniforme cuya permitividad eléctrica es $\epsilon_{eff} = -0,36 + i0,25/8$, iluminado desde la frontera izquierda de la ventana de cálculo. Este prisma es ópticamente tan denso como la gruesa lámina homogénea de las Figs. 2.6(c) y 2.6(d). (b) Norma del campo eléctrico $|E_z(\mathbf{R})|$ (colores) y $\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle$ (flechas) en un detalle de la región superior del prisma. (c) Mapa de la norma del promedio temporal del flujo de energía $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle|$. Se lanza desde la frontera izquierda de la ventana de cálculo sobre el prisma un haz gaussiano S-polarizado de amplitud unidad, $\sigma = 4 \times 698\text{nm}$ y longitud de onda $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ a $\theta_i = 0^\circ$ respecto de su lado izquierdo.

Las Figs. 2.9(a)–2.9(c) muestran la propagación de ondas al iluminar el prisma compuesto por una red ordenada de cilindros de Si idénticos a aquéllos de la lámina gruesa de las Figs. 2.6(a) y 2.6(b). Como se muestra, hay, en este caso, una clara ausencia de refracción negativa en la interfase mayor de este prisma. Esto contrasta con la observación en la muestra de la misma forma ocupado por el medio uniforme, como ya se vió en las Figs. 2.8(a)–2.8(c) y también con el caso de una lámina gruesa formada por la misma red de cilindros, mostrado en las Figs. 2.6(a) y 2.6(b). Así, en desacuerdo con el cristal de cilindros de Si en el bloque, la misma red contenida en el prisma no reproduce la refracción negativa, sino más bien un conjunto de órdenes de difracción que se propaga hacia el vacío a la derecha del prisma, los cuales se asocian al ángulo del prisma α , de acuerdo con la conservación de las constantes de propagación transversales en la interfase mayor del prisma que contiene el material compuesto.

Además, se observa en las Figs. 2.9(a) y 2.9(b) que la propagación de la onda dentro del

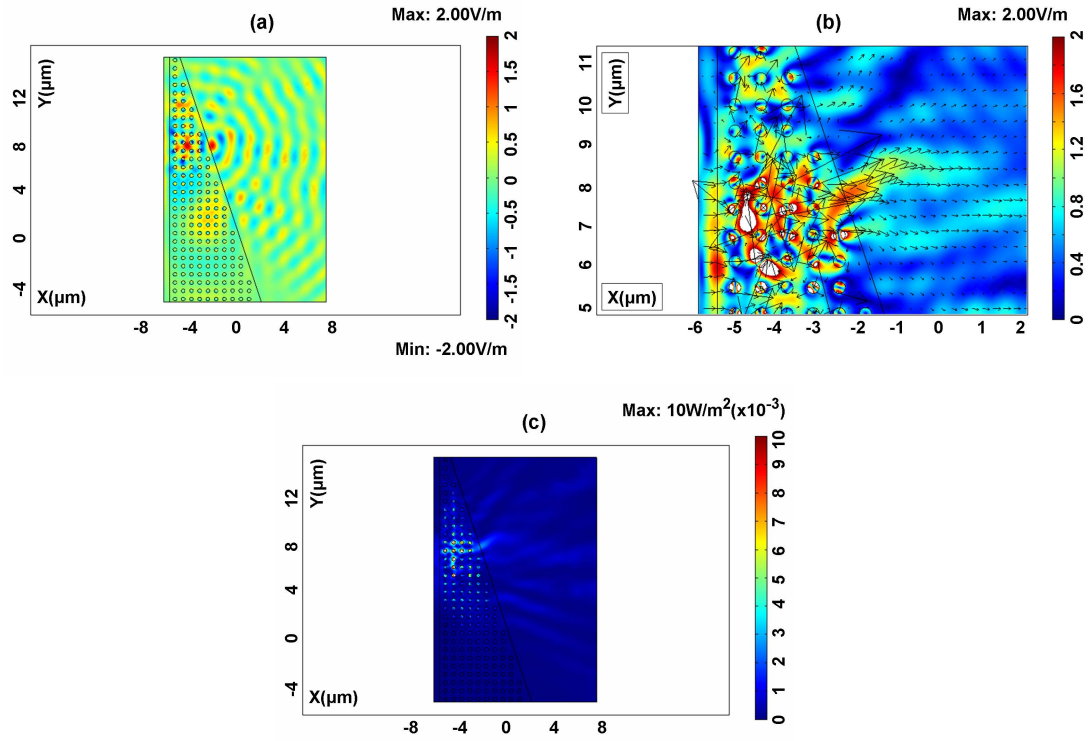


FIGURA 2.9: (a) Campo eléctrico $E_z(\mathbf{R})$ en un prisma con la misma forma que aquél mostrado en las Figs. 2.8(a)–2.8(c), a las mismas condiciones de iluminación, pero ocupado ahora por una red ordenada de cilindros de Si como aquélla de las Figs. 2.6(a) y 2.6(b). (b) Norma del campo eléctrico $|E_z(\mathbf{R})|$ (colores) y $\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle$ (flechas) en un detalle de la región superior del prisma. (c) Norma del promedio temporal del flujo de energía $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle|$. La iluminación es la misma que en las Figs. 2.8(a)–2.8(c).

prisma, la cual debería ser como la que aparecía en la lámina gruesa de la Fig. 2.6(a), pero ahora en la misma dirección que el haz incidente, (ya que ahora esta última onda incide sobre el prisma a $\theta_i = 0^\circ$), es bastante diferente, con una complicada estructura debido a la interferencia de las distintas ondas de Bragg. Este resultado, una vez más, apunta a la dependencia, en lo que respecta a la propagación de la onda, no sólo de la estructura interna del material compuesto, sino también de su forma. Añadido a esto, tales observaciones demuestran que la refracción negativa encontrada en la lámina de cilindros de Si ordenados, (compárese con la Fig. 2.6(a)) no se debe a un efecto de medio homogéneo efectivo, sino que emana más bien de una consecuencia ligada a la difracción en la red de cilindros de Si debida a su simetría de red. Esto responde a la pregunta propuesta en [46].

Este último aserto queda confirmado adicionalmente al desordenar esta red de cilindros de Si dentro del prisma, (véanse las Figs. 2.10(a)–2.10(c)). Nuevamente, no se observa haz alguno refractado hacia la región de vacío, y se pierde una gran parte de la energía incidente debido al “scattering” provocado por los elementos del material compuesto.

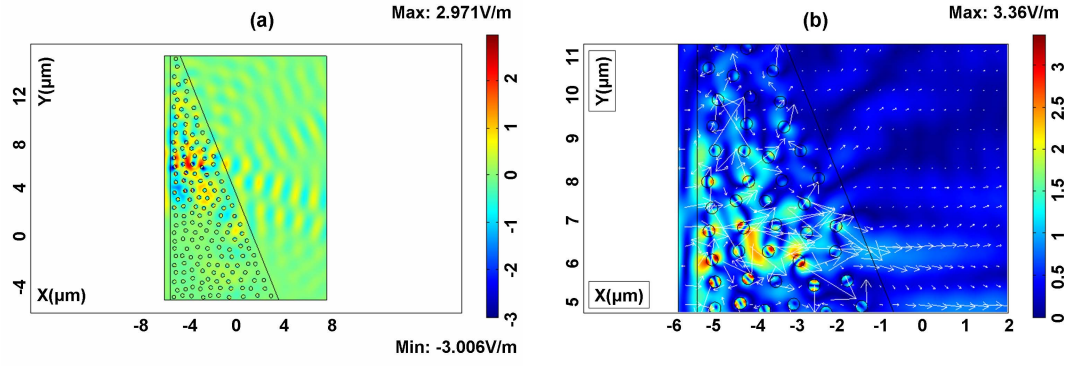


FIGURA 2.10: (a) Campo eléctrico $E_z(\mathbf{R})$ en la configuración mostrada en las Figs. 2.9(a)–2.9(c), (ahora con un ángulo superior $\alpha = 22^\circ$), desordenada ahora la red de cilindros de Si pero manteniendo la misma fracción de llenado $f = 0,30$ que en la red ordenada. Las condiciones de iluminación son las mismas que en las Figs. 2.8(a)–2.8(c). (b) Norma del campo eléctrico $|E_z(\mathbf{R})|$ (colores) y $\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}) \rangle$ (flechas) en un detalle de la zona superior del prisma.

Numerosos haces salientes se mezclan entre sí, de manera que ningún haz transmitido por el prisma hacia su interfase mayor, caracterizado por $\langle E_z(\mathbf{R}) \rangle$, puede distinguirse al promediar sobre varias realizaciones de la red aleatoria. El aparente haz refractado a $\theta_t = 0^\circ$ mostrado en la región de vacío, saliendo del prisma, varía a medida que uno va cambiando la realización aleatoria de cilindros.

2.3. Conclusiones

En este capítulo hemos analizado y evaluado la transmitancia de materiales compuestos por partículas dieléctricas resonantes en las cuales la excitación de dos de sus resonancias de Mie, los modos dipolares eléctrico y magnético, fue propuesta por extensos estudios previos como mecanismo de refracción negativa. Hemos mostrado que:

- (1) tales estructuras no pueden homogeneizarse ni reproducir la propagación observada en las regiones de frecuencia bajo estudio.
- (2) De esta manera, hemos probado que la refracción negativa previamente encontrada en una lámina formada por redes ordenadas de cilindros, es un efecto difractivo de cristal fotónico que desaparece tan pronto como cambia la forma de la muestra que contiene dicha red, así como cuando se desordena la distribución de partículas; y no reproduce la transmisión de sus correspondientes medios uniformes EMT. Esto ha sido una cuestión abierta hasta ahora.

Además, concluimos que:

(1) Los parámetros efectivos obtenidos a partir de la teoría de homogeneización, no reproduce la propagación observada a través de una red ordenada de estos elementos. Esto se ve adicionalmente cuando se desordena ésta. Si el fenómeno estudiado se explicase por una EMT, no debería depender de si las distribuciones de “meta-átomos” estuviesen ordenadas o desordenadas. Así, un fuerte “scattering” debido a los cilindros desordenados extingue la mayor parte de la energía incidente, y no se observa haz alguno avanzando mediante refracción negativa.

(2) El comportamiento del haz transmitido en redes ordenadas depende además de la forma de la muestra y, por lo tanto, no se satisface con una EMT, que no incluye esta forma. Estas conclusiones son consistentes con la bien conocida *dificultad de formular EMTs dentro del rango de frecuencia de resonancia de los elementos del material compuesto* [63].

Deberían observarse efectos similares en la extensión de este estudio al de materiales compuestos tridimensionales de esferas dieléctricas resonantes.

Parte II

Realce de la transmisión a través
de rendijas de anchura menor que
la longitud de onda por
acoplamiento de ondas ópticas
con resonancias morfológicas

Capítulo 3

Supertransmisión por rendijas

3.1. Introducción

Las propiedades ópticas de aberturas de tamaño menor que la longitud de onda, que se denominarán en adelante como sub- λ , practicadas en películas metálicas ha sido foco de gran actividad científica a nivel global desde que fuera descrito el fenómeno de transmisión óptica extraordinaria (EOT, “Extraordinary Optical Transmission”), también llamada supertransmisión (ST), hace ya más de una década [77].

La supertransmisión es un proceso óptico a través del cual una estructura compuesta de aberturas sub- λ en una pantalla opaca, transmite más luz de la predicha por la teoría de Bethe [78]. Este fenómeno fue descubierto casualmente para redes bidimensionales (2D) de agujeros sub- λ en metales [77]. En los experimentos originales, los agujeros fueron practicados en películas metálicas de alta densidad óptica y, por lo tanto, las ondas electromagnéticas (EM) sólo podrían penetrar por las aberturas durante el proceso de transmisión. Sorprendentemente, a tales redes les es posible, para ciertos valores de λ , exhibir eficiencias de transmisión (normalizadas al área total de los agujeros) que exceden de la unidad. Así, a estas λ 's una red de agujeros sub- λ transmite más luz que un gran agujero macroscópico con el mismo área que la suma de todos los agujeros pequeños. Hay que aclarar sobre este punto que aunque la transmisión local a campo cercano en las proximidades del agujero puede presentar una eficiencia mayor que la unidad, la conservación de la energía impone siempre que lo total transmitido sea igual o menor que lo incidente en la rendija. Lo curioso es que, en general, una abertura sub- λ individual transmite luz con una eficiencia substancialmente por debajo de la unidad. Esta baja eficiencia de transmisión se debe tanto al débil acoplamiento de los agujeros sub- λ con modos electromagnéticos radiativos [78] como al decaimiento evanescente de los campos EM en el interior de éstos [79]. Claramente, en el fenómeno

EOT la película metálica agujereada no es meramente una pantalla que bloquea la luz, sino que más bien participa de forma activa en el proceso transmisivo. En términos físicos, es necesaria una respuesta colectiva de la red de agujeros para dar lugar a la transmisión. Se han formulado diferentes propuestas referentes al origen físico de este comportamiento colectivo, aunque el consenso general otorga un papel fundamental a los modos EM superficiales en la aparición de la EOT.

Con objeto de situar la EOT en un contexto histórico, debe decirse que, antes de 1998, se habían estudiado en extensión películas metálicas muy delgadas perforadas con redes 2D de agujeros, principalmente por sus aplicaciones como filtros selectivos [80]. Incluso ya en el siglo XIX se usaban filtros de malla monodimensionales (1D) para microondas [81]. En el caso 2D, las propiedades de filtrado de “paso a alta ω ” procede de la baja eficiencia de transmisión, antes mencionada, para longitudes de onda más largas que la de corte. El filtrado de “paso a baja ω ” surge de la redistribución de energía causada por la red cuando un nuevo orden de difracción comienza a propagarse, dejando así pasar energía a ángulos distintos del incidente. Técnicamente, se sabía que las redes de agujeros actúan como filtros de “paso de banda” para $d < \lambda < \lambda_C$, donde λ_C la longitud de onda de corte del agujero y d es el parámetro de red. Sin embargo, el fenómeno EOT presenta principalmente tres diferencias con respecto al caso anterior: (1) los experimentos originales fueron desarrollados en régimen óptico, donde están presentes los modos EM ligados a las superficies metálicas, conocidos como polaritones de plasmón superficial (SPP, “surface plasmon polariton”, ver [82]), los cuales podrían jugar un papel importante en el proceso. (2) las películas perforadas que presentan este fenómeno son, en muchas ocasiones, ópticamente densas, i. e., de mayor grosor que la profundidad de penetración correspondiente al metal. (3) los parámetros geométricos que definen las estructuras EOT eran tales que $\lambda_C \leq d < \lambda$, i. e., los agujeros no debían transmitir cuando, sin embargo, aparecían los picos de EOT. Esto último, combinado con el débil acoplamiento entre los agujeros sub- λ y los modos radiativos, es el responsable de la aparición de picos resonantes, estrechos y bien definidos.

Con el tiempo se ha ampliado la EOT a la creación de aberturas individuales rodeadas por estructuras periódicas para “recolectar” luz eficientemente y “exprimirla” a través de las aberturas. Puede grabarse el metal no sólo en la superficie de entrada para controlar el acoplamiento entre la luz incidente y su dinámica superficial de dispersión, sino además en la superficie de salida para modificar también el patrón de la emisión que emerge de la abertura, lo cual lleva al fenómeno de la formación de haces (“beaming”, [83]).

El interés por el proceso EOT surge del acusado contraste entre la opacidad del metal y el brillo de las aberturas sub- λ presentado por las estructuras utilizadas. Es más, la EOT ofrece una gran variedad de aplicaciones, ya que las notablemente elevadas eficiencias

de transmisión y los altos realces de campo local pueden reproducirse a longitudes de onda ajustadas mediante la geometría de la superficie metálica. Por otro lado, su relación con la excitación de plasmones superficiales en superficies metálicas corrugadas ha generado numerosa literatura ([84]), enfocada también a las aplicaciones en mediciones espectroscópicas de las láminas metálicas agujereadas ([85, 86]).

3.1.1. Métodos teóricos

Aunque las ecuaciones que gobiernan los fenómenos electromagnéticos en estructuras metalo-dieléctricas están bien establecidas (las ecuaciones macroscópicas de Maxwell y las relaciones constitutivas que describen las propiedades de los materiales), son difíciles de resolver a causa de las grandes diferencias respecto a escala de longitud de los procesos físicos presentes en los metales. En régimen óptico, juegan simultáneamente un importante papel la longitud de onda λ en el espacio libre ($400 - 800nm$), la profundidad de penetración del metal ($\sim 30nm$), las dimensiones de los “scatterers” situados sobre el metal ($\sim 10 - 10^2nm$), la escala de longitud típica asociada con la distribución geométrica de éstos (de $\sim 10^2nm$ a $\approx 2\mu m$), así como las dimensiones de la estructura global a estudiar (varios μm). Existen diversos métodos para simular y calcular la transmisión de campos EM a través de aberturas, presentando cada uno de ellos sus propias ventajas y desventajas. Se ha tratado el estudio teórico de aberturas individuales en un metal real mediante una gran variedad de métodos, tales como el *método del multipolo múltiple* (MMP, “multiple-multipole method”, [87]), el *método de la función de Green diádica* (GDM, “Green’s dyadic method”, [88]) y el método de *dominio temporal en diferencias finitas* (FDTD, “finite-difference time domain”, [89]).

Los dos primeros métodos demandan una gran cantidad de cálculo (el método MMP debido a la gran cantidad de multipolos necesarios para alcanzar la convergencia, y el GDM por la dificultad en evaluar las integrales de Sommerfeld asociadas). El método FDTD es más rápido (ver Apéndice A.2), pero su aplicabilidad queda frecuentemente limitada por el pequeño tamaño de discretización necesario para reproducir las rápidas variaciones de los campos EM en las interfases metal-dieléctrico. Adicionalmente, los problemas relacionados con la ventana de simulación finita pueden ser (por ejemplo, la implementación de iluminación de onda plana en sistemas finitos) determinantes.

El análisis teórico de la respuesta óptica correspondiente a redes de aberturas se simplifica enormemente si se consideran éstas infinitas y periódicas. De esta manera, mediante el teorema de Bloch, sólo es necesario calcular los campos EM dentro de una celda unidad de la estructura. Esto permite simular con precisión las propiedades transmisivas de las redes de aberturas usando diferentes técnicas: el *método riguroso de ondas acopladas*

(RCWM, “Rigorous coupled-wave method”, [90]), basado en la expansión modal de los campos, en la cual los autoestados de la lámina metálica perforada se calculan después de expandir la constante dieléctrica en armónicos ([91]); un *método diferencial* ([92]), procedente del método tradicional para analizar rejillas metálicas, que se ha usado en el estudio de láminas metálicas extremadamente delgadas ($\sim 20nm$); el *método de la matriz de transferencia* ([93]), aplicado sólo a sistemas 1D ([94]), en el cual se discretizan los campos EM en el espacio a una frecuencia determinada; el *método FDTD* ([95]).

El cálculo de las propiedades ópticas de las redes de abertura más allá de los casos límite de aberturas individuales y redes infinitas de éstas puede abordarse mediante el *método de dipolos acoplados* ([96]), el cual considera cada agujero como una porción finita de una guía de ondas, permitiendo así la expansión del campo que lo atraviesa en modos, que se acoplan con los procedentes de los restantes agujeros y con los autoestados de los campos incidente y transmitido, previamente expandidos en autoestados. Su importancia radica en su amplio rango de aplicabilidad, ya que mediante este método pueden tratarse aberturas individuales y redes finitas o infinitas de las mismas.

3.2. Transmisión por aberturas aisladas

3.2.1. Rendijas aisladas

3.2.1.1. Rendija individual

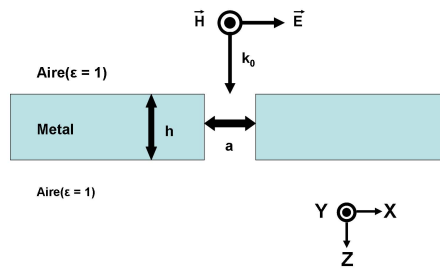


FIGURA 3.1: Esquema de una rendija individual de anchura a perforada en una lámina metálica de grosor h iluminada por radiación P-polarizada. Para el caso de radiación incidente S-polarizada, los vectores \mathbf{E} y \mathbf{H} se intercambian.

Comenzamos analizando el caso más simple, que será el utilizado en los capítulos 6, 8, 10, 12 y 13: una rendija 1D individual de anchura a perforada en una lámina metálica de grosor h , iluminada por una onda plana con su vector de propagación paralelo al plano XZ (ver la Fig. 3.1). Como el sistema presenta simetría traslacional a lo largo de la dirección paralela a la rendija, el análisis puede restringirse al plano perpendicular

donde se desacoplan las dos polarizaciones de la luz (S y P). Para luz P-polarizada, el campo magnético \mathbf{H} es paralelo a la rendija (dirección Y) y el campo eléctrico \mathbf{E} tiene componentes X y Z no nulas. Para luz S-polarizada, el campo \mathbf{E} apunta hacia la dirección Y y el campo \mathbf{H} queda incluido en el plano XZ.

Hay mucha literatura sobre trabajos teóricos y experimentales acerca de esta configuración que estudia la aparición de resonancias de transmisión debidas a la rendija ([94, 97]).

El método de dipolos acoplados [96] aplicado a la rendija practicada en una lámina perfectamente conductora sólo tiene en cuenta los modos TM_α dentro de la rendija (los modos TE no se acoplan a la iluminación P-polarizada), donde α representa el vector de onda transversal del modo. La constante de propagación asociada al modo TM_α es $q_{z\alpha} = \sqrt{k_\omega^2 - \pi^2\alpha^2/a^2}$ donde $\alpha \geq 0$. Realmente, el modo correspondiente a $\alpha = 0$ es un modo TEM (tanto \mathbf{E} como \mathbf{H} son transversales) que no presenta corte de transmisión.

Una serie de picos de transmisión domina el espectro, disminuyendo la altura de los picos a medida que aumenta la frecuencia resonante. Si consideramos el régimen de sub- λ extrema ($a \ll \lambda$), podemos considerar sólo el modo TEM ($\alpha = 0$) dentro de la rendija, y en el límite de rendijas extremadamente estrechas el método predice la aparición de picos de transmisión cercanos a la condición de resonancia de Fabry-Pérot (resonancia de cavidad), $\text{sen}k_\omega h = 0$ e independientemente del grosor, una $T_{res} = \lambda/\pi a$ (aumento lineal de T_{res} con la λ resonante).

3.2.2. Aberturas bidimensionales aisladas

3.2.2.1. Agujeros circulares

El primer tratamiento preciso del acoplamiento electromagnético a un agujero muy pequeño comparado con la longitud de onda fue presentado por Bethe (1944) ([78]) en el caso idealizado de una lámina perfectamente conductora de grosor nulo y perforada con un agujero circular de radio r . La pantalla y la abertura eran reemplazadas por dos dipolos emisores, uno eléctrico y otro magnético, derivándose así una expresión simple para la transmitancia normalizada al área de la abertura T_{Bethe} en el límite sub- λ extremo ($k_\omega r \ll 1$):

$$T_{Bethe} = 64(k_\omega r)^4/27\pi^2. \quad (3.1)$$

La Ec. 3.1 implica que T_{Bethe} depende de $(r/\lambda)^4$, prediciendo un rápido decaimiento de la transmisión óptica cuando λ aumenta. Más tarde Bouwkamp (1950) ([98]) perfeccionó la expresión:

$$T_{Bouwkamp} = T_{Bethe} \left(1 + \frac{22}{25}(k_\omega r)^2 + \frac{7312}{18375}(k_\omega r)^4 + O(k_\omega r)^6 \right). \quad (3.2)$$

Tanto la Ec. 3.1 como la Ec. 3.2 divergen si $\lambda \leq 2\pi r$, por lo cual no son de gran valor para los casos de agujeros supertransmisores. Siguiendo esta línea, en ([99]) se muestra que la eficiencia de transmisión se atenúa para $\lambda \geq \lambda_C$ debido al carácter evanescente del campo EM dentro de la abertura.

El método de dipolos acoplados [96] obtiene que las aproximaciones de Bethe y Bouwkamp, Ecs. 3.1 y 3.2 son buenas sólo para $k_\omega r \ll 1$ y $h = 0$. La invención del microscopio óptico de campo cercano (SNOM, “scanning near-field optical microscope”) ([100]) y el descubrimiento del fenómeno EOT ([77]) estimularon nuevos estudios teóricos y experimentales tanto en la intensidad total como en la distribución espacial de la luz transmitida por agujeros circulares pequeños ([87]).

Estudios sobre la distribución angular de la luz transmitida por agujeros circulares en láminas de Ag de grosor h ([101]), que demuestran la presencia de una resonancia de intensidad decreciente a medida que h crece, hicieron concluir que ésta procede de la excitación de un plasmón superficial localizado en el borde del agujero. Otros estudios que apoyan una interpretación relacionada con tales plasmones se encuentran en [89]. Incluso se han estudiado agujeros circulares individuales como generadores nanométricos de SPPs ([89]).

3.2.2.2. Agujeros rectangulares

Pueden esperarse fuertes efectos de polarización en agujeros rectangulares debido a la gran diferencia en respuesta óptica bajo iluminación S- y P-polarizada. El estudio experimental de [101] mostró por un lado que aparecían dos picos en los espectros de transmisión simplemente al cambiar la polarización del campo incidente con respecto al eje “largo” del rectángulo, y por otro, que la altura de los picos aumenta y su posición espectral sufre un corrimiento al rojo a medida que la proporción entre los lados del rectángulo a_y/a_x aumenta.

La transmitancia decrece abruptamente por encima de λ_C debido tanto al decaimiento evanescente de los campos EM dentro de la abertura como al débil acoplamiento de la onda incidente con los modos de guía de onda en este límite. La resonancia de transmisión para una lámina PEC delgada a $\lambda_C = 2a_y$ puede explicarse mediante el principio de Babinet interpretando el agujero como su tira PEC complementaria, de longitud a_y e iluminada en polarización P, excitando así su resonancia dipolar, la cual aparece a $\lambda \approx 2a_y$.

En el marco del método de dipolos acoplados, puede hacerse una buena aproximación considerando sólo el primer modo de guía de onda TE, con constante de propagación $q_z = \sqrt{k_\omega^2 - (\pi/a_y)^2}$ y admitancia asociada $Y_{TE} = q_z/k_\omega$. Se obtiene que el origen físico de las resonancias de transmisión a $\lambda = \lambda_C$ en agujeros rectangulares se deben de nuevo a resonancias de Fabry-Pérot cuando $q_z = Y_{TE} = 0$. Se halla también que la expresión de la transmitancia en resonancia T_{res} , aproximada al régimen sub- λ extremo es [96]:

$$T_{res} \approx \frac{3}{4\pi} \frac{\lambda_{res}^2}{a_x a_y}. \quad (3.3)$$

La Ec. 3.3 predice que para el pico de transmisión próximo a $\lambda_{res} \approx 2a_y$, $T_{res} \approx (3/\pi)a_y/a_x$, lo cual explica el aumento casi lineal frente a a_y/a_x de la altura del pico.

También se obtiene un realce en la intensidad de campo $|\mathbf{E}|^2$, que depende de $\lambda_{res}^4/(a_x a_y)^2$ [96], mucho mayor que el refuerzo en transmitancia. Esto implica que, en el proceso de transmisión resonante, la luz está altamente concentrada a la entrada y la salida del agujero y que sólo una pequeña fracción de esta luz es transmitida a campo lejano. Puede encontrarse una verificación experimental de la existencia de resonancias de transmisión cercanas a λ_C para agujeros rectangulares en [102].

3.3. Transmisión por redes de aberturas

3.3.1. Redes monodimensionales de rendijas

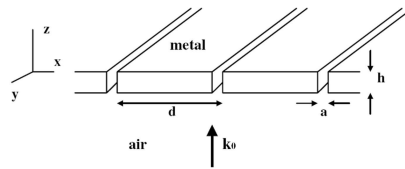


FIGURA 3.2: Esquema de una red 1D de rendijas (período d , anchura de las rendijas a) perforadas en una lámina metálica de grosor h . Para reproducir el régimen de supertransmisión, la estructura debe ser iluminada por radiación P-polarizada de constante de propagación \mathbf{k}_0 , con el campo \mathbf{E} incluido en el plano XZ. (Imagen tomada de [103])

Después del descubrimiento del fenómeno EOT en redes de agujeros sub- λ ([77]), han proliferado los estudios teóricos y experimentales sobre las características transmisivas

de las rejillas de transmisión, i. e., redes de rendijas 1D perforadas a través de láminas metálicas (ver la Fig. 3.2). En un principio se relacionó la supertransmisión con plasmones superficiales (SPPs) ([97]). Estas rejillas serán las utilizadas en los capítulos 7 y 8 para iluminar cristales fotónicos dieléctricos y metálicos, respectivamente.

Posteriormente, [94] demostró que hay dos maneras posibles de transferir luz P-polarizada a través de la rejilla: mediante el acoplamiento de la onda plana incidente con las resonancias de cavidad localizadas dentro de las rendijas o por excitación de modos EM superficiales acoplados de la rejilla, los cuales aparecen debido a la periodicidad de la red ([104, 105]). Ambos mecanismos, también llamados resonancias verticales y horizontales, de cavidad y de superficie, se encuentran generalmente mezclados debido a la existencia de modos TEM en el interior de las rendijas que acoplan siempre ambas superficies, de manera que tal hibridación depende en gran medida de los parámetros geométricos de la estructura ([104, 105]).

3.3.2. Redes bidimensionales de agujeros

La primera observación del fenómeno EOT en redes de agujeros sub- λ se hizo en láminas de Au y Ag de 200nm de grosor perforadas con una red cuadrada de agujeros circulares sub- λ ([77]).

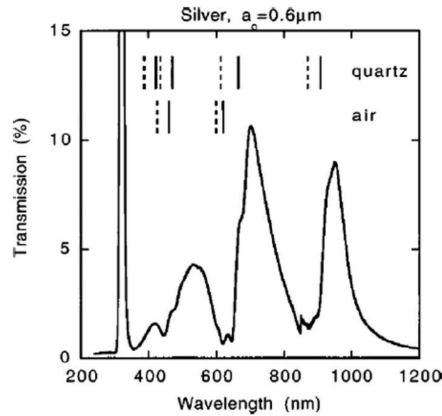


FIGURA 3.3: Transmisión de orden 0 para una red de agujeros sub- λ en una lámina de Ag a incidencia normal; el período de red es 600nm, el grosor de la lámina es 200nm, y el diámetro de los agujeros es 150nm. Los marcadores indican las posiciones de los máximos y mínimos esperados para modos SPPs en las interfases Ag-cuarzo o Ag-aire (sólidos) y las anomalías de Wood-Rayleigh asociadas con las mismas interfases (discontinuos). Tomado de ([96, 106]).

El espectro típico de transmisión EOT se caracteriza por una secuencia de máximos y mínimos (ver la Fig. 3.3). La posición de los mínimos exhibe una dependencia lineal con el período de red, debidos éstos a anomalías de Rayleigh, las cuales surgen cuando un orden de propagación es exactamente paralelo al plano de la lámina metálica. Los máximos

presentan casi el mismo comportamiento con el período de red, pero ligeramente corrido al rojo. El estudio de [106] sugiere que éstos aparecen a aquellas frecuencias ópticas para las cuales la componente paralela del vector de onda de un SPP es igual a un vector de onda de la red recíproca 2D asociada con la geometría de la red. Así, los máximos de transmisión satisfacen aproximadamente la siguiente condición: $\mathbf{k}_{SPP} = \mathbf{k}_{in} + \mathbf{k}_R$, donde \mathbf{k}_{SPP} y \mathbf{k}_{in} son las componentes paralelas a la superficie de los vectores de onda del SPP y de la onda incidente, respectivamente; $\mathbf{k}_R = n\mathbf{b}_1 + m\mathbf{b}_2$ es un vector de onda de la red recíproca 2D, expresado como una combinación lineal de los vectores \mathbf{b}_1 y \mathbf{b}_2 de la celda primitiva.

La relación de dispersión para un SPP en una interfase plana metal-dieléctrico viene dada por:

$$k_{SPP} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_M \epsilon_d}{\epsilon_M + \epsilon_d}}, \quad (3.4)$$

donde ϵ_M y ϵ_d son las permitividades eléctricas del metal y el dieléctrico, respectivamente.

Cuando $|\epsilon_m| \gg \epsilon_d$, de la Ec. 3.4 se tiene que $k_{SPP} \approx k_{ph}$, donde k_{ph} es el vector de onda del fotón en el dieléctrico. Esto implica que, en un buen metal, la posición espectral de una anomalía de Wood-Rayleigh está cerca de la condición para la excitación de un SPP en una interfase plana metal-dieléctrico. Ya que hay SPPs ligados a ambas superficies, aparecen dos juegos de picos, en caso de que los dieléctricos en las interfaces sean diferentes. Realmente existen dos contribuciones en la aparición de los máximos, una dieléctrica, debida a la constante dieléctrica del metal, y otra geométrica, debida a las corrugaciones. Los mínimos se deben a la reiluminación de cada agujero por los demás ([107]).

Una propiedad asociada al fenómeno EOT en redes bidimensionales metálicas es el realce de campo en su superficie asociado a la excitación de modos superficiales ([92, 108]), motivo del refuerzo en transmisión, aunque éste no es tan acusado en el caso de láminas dieléctricas ([109, 110]), donde los modos superficiales no son SPPs, sino modos EM superficiales débilmente ligados, que aparecen en la interfase entre el aire y un dieléctrico con pérdidas ([111]). La diferencia de confinamiento entre SPPs y modos de Zenneck es la causa de este comportamiento.

Existen otros muchos factores que afectan al espectro de estas configuraciones, como las propiedades de los materiales ([77, 110]), el tamaño y forma de los agujeros ([77]), el realce de campo ([92, 112]), el tamaño finito de la lámina ([109, 113]) y la polarización ([114]).

3.4. Transmisión por aberturas aisladas y flanqueadas de corrugaciones periódicas

La relación entre el fenómeno EOT y los modos EM superficiales con pérdidas que se acoplan a la luz incidente sugirió la idea de rodear una abertura individual con ranuras periódicamente dispuestas a su entrada para reforzar la transmisión. Se verificó esta hipótesis para configuraciones 1D y 2D ([83, 115]), estudiándose la dependencia del realce de transmisión con el período y la profundidad de las ranuras. Este método se utilizará en el capítulo 6 (véase la Fig. 6.9) para iluminar configuraciones de partículas dieléctricas resonantes. En el capítulo 7 se extenderá además este caso al de rejillas de transmisión corrugadas que iluminan cristales fotónicos formados por cilindros dieléctricos.

Se ha demostrado experimentalmente que, cuando además se implementa corrugación periódica a la salida de la abertura, la distribución angular de la radiación transmitida puede ser modificada ([83]), emergiendo luz del agujero, a determinadas frecuencias, como un haz colimado.

Como ejemplo, la transmisión a través de la configuración en “ojo de toro” ([116]) es producto de tres contribuciones distintas: la eficiencia de acoplamiento en la superficie de entrada, la transmisión de la abertura, y la eficiencia de desacoplamiento en la superficie de salida, y está asociada a los SPPs excitados en la rejilla de entrada y al modo localizado de la abertura.

Añadida a la modificación de la geometría que circunda a la rendija supertransmisora, se verá en el capítulo 10 que existen otras técnicas para realzar su transmisión. Éstas consisten en aprovechar, bien las resonancias de partículas metálicas, bien los nanojets enfocados por partículas dieléctricas, para iluminar la abertura.

3.5. Aplicaciones

Las estructuras con aberturas pueden implementarse fácilmente tanto en dispositivos fotónicos como en los típicos equipos de detección y espectroscopía, y los plasmones superficiales han jugado un papel fundamental en estas áreas durante los últimos 30 años. La susceptibilidad a pequeñas variaciones del índice de refracción que presenta el acoplamiento evanescente con SPPs a la salida de las aberturas es la base de las técnicas denominadas “de resonancia de plasmón superficial (SPR, surface plasmon resonance)” ([112, 117, 118]). El tiempo de vida medio y la longitud de propagación de los plasmones superficiales afectan a la probabilidad de absorción molecular, por lo cual pueden ser usados en tanto en “espectroscopía Raman reforzada por superficies (SERS,

surface-enhanced Raman spectroscopy)” ([85, 119, 120]) así como en técnicas para reforzar procesos fluorescentes ([83, 121, 122]). Asimismo, las estructuras agujereadas pueden implementarse en sistemas microfluídicos, en detección libre de etiquetas químicas ([86]) y atrapamiento óptico ([123–125]). Esta última aplicación se introducirá en el capítulo 11 dedicado a fuerzas ópticas y se desarrollará para el caso de atrapamiento de partículas tanto dieléctricas como metálicas (véanse los capítulos 12 y 13).

Capítulo 4

Resonancias electromagnéticas dependientes de la morfología (MDRs)

Gustav Mie ([126]) y Petrus Debye ([127]), en 1908 y 1909, respectivamente, fueron los primeros en tratar el problema de la propagación de un campo electromagnético a través de un medio ocupado por un objeto esférico. La *teoría de Mie*, resultado de la búsqueda de una solución exacta, mediante las ecuaciones de Maxwell del electromagnetismo, a este caso concreto, contempla únicamente campos armónicos planos. Se han realizado numerosos estudios posteriormente, los cuales han extendido el planteamiento del problema, y su solución, tanto a cilindros, ovoides y otros objetos de diversas geometrías y estructuras internas, como a haces de perfil gaussiano y ondas evanescentes. En todos los casos se predicen picos en las amplitudes de los campos electromagnéticos para determinadas frecuencias discretas de la luz incidente que pueden ser interpretados como modos electromagnéticos. Denominados *resonancias de Mie* y diferenciándose en plasmones localizados y modos de galería susurrante, se caracterizan por comportarse como ondas que recorren la superficie de los objetos, ser causantes de altas concentraciones de campo confinado en el interior de los mismos, y de la aparición de picos en la intensidad de *scattering* de objetos iluminados.

4.1. Difracción de un campo armónico por un objeto

4.1.1. Función de onda electromagnética y de Schrödinger

Comenzamos con un planteamiento escalar del problema, el cual nos permitirá establecer paralelismos entre la ecuación de onda escalar y la ecuación de Schrödinger, relacionando así las áreas de estudio de la Óptica física y la mecánica cuántica. De esta interpretación emanarán interesantes similitudes y diferencias desde un punto de vista físico. El estudio de la ecuación de onda vectorial, expuesto en la siguiente sección concretará el ámbito del problema y caracterizará aún más su solución. Sea $\psi_{\mathbf{r},t}$ un campo escalar que satisface la ecuación de ondas sin fuentes:

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0, \quad (4.1)$$

cuyo comportamiento temporal puede descomponerse por medio su transformada de Fourier:

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \psi(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t}, \quad (4.2)$$

satisfaciendo cada una de sus componentes en frecuencia la ecuación de Helmholtz:

$$(\nabla^2 + k^2)\psi(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (4.3)$$

con $k^2(\omega) = N^2(\omega)k_0^2(\omega)$, $k_0(\omega) = \omega/c$, y $N(\omega)$ el índice de refracción del medio, considerado este último homogéneo.

Puede resolverse esta ecuación mediante separación de variables en coordenadas esféricas (r, θ, ϕ) haciendo uso de los armónicos esféricos $Y_{lm}(\theta, \phi)$ [128] (para ver un desarrollo exhaustivo consúltese [129]). Supongamos que estudiamos el *scattering* por un objeto esférico de índice de refracción N en el vacío, de manera que $N(r) = N$ y $N(r) = 1$ en su interior, respectivamente, siendo r el radio del objeto. Utilizando $V(r) = k_0^2[1 - N^2(r)]$ como *potencial de scattering* ([130]), y la energía como $E = k_0^2$ se llega finalmente a la siguiente expresión ([131]):

$$-\frac{d^2 u_l(r)}{dr^2} + \left[V(r) + \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u_l(r) = E u_l(r), \quad (4.4)$$

donde $u_l(r) = r\psi_l(r)$ es uno de los potenciales radiales de Debye ([132]), siendo $\psi_l(r)$ cada uno de los coeficientes con dependencia radial que surgen al expresar $\psi(\mathbf{r}, \omega)$ en sus componentes armónicas esféricas. La Ec. 4.4 es idéntica a la ecuación radial de Schrödinger representada por medio de un sistema de unidades en el cual $\hbar^2/2m = 1$ (con \hbar la constante de Planck y m la masa reducida).

Existe sin embargo una importante diferencia entre el caso electromagnético y el mecano-cuántico: en el primer caso el potencial de “scattering” es directamente proporcional a la energía, y en el segundo, es una función independiente de ésta.

El potencial total, o *potencial efectivo* $V_l(r)$, puede descomponerse en la suma del potencial de “scattering”, $V(r)$, y una contribución centrífuga, es decir:

$$V_l(r) = k_0^2[1 - N^2(r)] + \frac{l(l+1)}{r^2}. \quad (4.5)$$

La constante de propagación local $p_l(r)$ se define con la relación $p_l^2(r) = E - V_l(r)$, la cual es análoga a la energía cinética en mecánica cuántica. Puede así diferenciarse el espacio entre una región permitida ($p_l^2(r) > 0$) o prohibida ($p_l^2(r) < 0$).

Basándonos en esta analogía, consideramos el caso de una esfera de radio a . En este caso, $N(r) = N$, para $r < a$ y $N(r) = 1$, para $r > a$, quedando para el potencial efectivo la siguiente expresión:

$$V_l(r) = \begin{cases} k_0^2(1 - N^2) + l(l+1)/r^2, & r \leq a \\ l(l+1)/r^2, & r > a \end{cases} \quad (4.6)$$

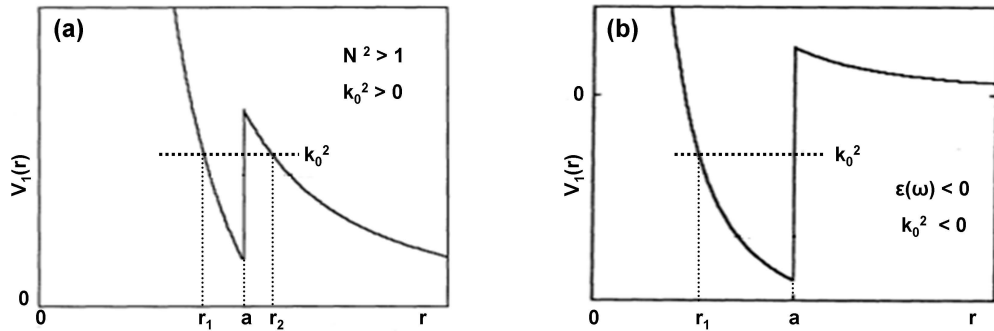


FIGURA 4.1: (a) Potencial efectivo asociado a la esfera dieléctrica. (b) Potencial efectivo asociado a la esfera con $\epsilon(\omega) < 0$ y $k_0^2 < 0$. (Ilustraciones tomadas de [129, 131]).

El valor positivo o negativo de este potencial dependerá de N^2 y k_0^2 . Como ejemplo, la Fig. 4.1(a) muestra la forma que tendría el potencial efectivo de una esfera dieléctrica con $N^2 > 1$ y $k_0^2 > 0$. La única región clásicamente permitida, $p_l^2(r) > 0$, es el pozo de potencial comprendido en la zona $r_1 < r < a$. Los puntos r_1 y r_2 , que señalan el

límite entre una región permitida y otra prohibida son los llamados *puntos de retorno clásicos* ($p_l^2(r) = 0$). Aprovechando el símil mecano-cuántico, un fotón puede hacer *efecto túnel* a través de la región clásicamente prohibida, $a \leq r < r_2$, para alcanzar la región clásicamente permitida del pozo de potencial. Para ciertos valores de la energía los fotones quedarán temporalmente confinados en el pozo, antes de que tenga lugar el efecto túnel que los libere. Estos *estados cuasi-ligados* [131] son conocidos como *resonancias electromagnéticas*.

En el caso de objetos con constante dieléctrica real y negativa pueden darse dos casos: uno ocurre cuando $k_0^2 > 0$ y el otro cuando $k_0^2 < 0$. El primero da lugar a estados de “scattering”, ya que al encontrarse la zona clásicamente prohibida en el interior de la partícula, su superficie se comporta como una barrera que evita que la función de onda se introduzca en el material más allá de la *profundidad de penetración* (*skin depth*). El segundo constituye el caso opuesto, localizándose la única región permitida posible en el interior de la partícula. Los fotones quedarían eternamente confinadas en ésta, siendo imposible el efecto túnel debido al decaimiento exponencial a cero de la función de onda (véase la Fig. 4.1(b)). Estos estados son verdaderos *estados ligados*, sin pérdidas radiativas. Sin embargo, las pérdidas inevitables en el interior del objeto, que ocurren en cualquier material real, hacen que estos modos decaigan. Una parte de la onda penetra en la región prohibida para formar una onda evanescente en la superficie de la esfera.

4.1.2. Desarrollo multipolar: Ondas parciales

Teniendo una noción sobre la naturaleza de las resonancias morfológicas basada en las analogías que pueden formularse a este respecto entre mecánica cuántica y electromagnetismo, se dan ahora las expresiones, en desarrollo de ondas parciales ([128]), para los campos magnético $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ y eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, las cuales serán útiles en la obtención de una justificación analítica para el fenómeno de las resonancias electromagnéticas excitadas en partículas.

Partiendo de las ecuaciones de Maxwell en el vacío, sin fuentes, y haciendo un tratamiento de éstas en términos de las funciones armónicas esféricas vectoriales $\mathbf{X}_{l,m}(\theta, \phi)$ ([128]) se llega a las siguientes expresiones (para ver una exposición detallada consúltase [129]):

$$\mathbf{H} = \sum_{l=0}^{+\infty} \sum_{m=-l}^l \left[ca_{TM}(l, m) f_l(k_0 r) \mathbf{X}_{lm} - \frac{i}{k_0} a_{TE}(l, m) \nabla \times (g_l(k_0 r) \mathbf{X}_{lm}) \right], \quad (4.7)$$

$$\mathbf{E} = \sum_{l=0}^{+\infty} \sum_{m=-l}^l \left[\frac{ic}{k_0} a_{TE}(l, m) \nabla \times (f_l(k_0 r) \mathbf{X}_{lm} + a_{TE}(l, m) g_l(k_0 r) \mathbf{X}_{lm}) \right], \quad (4.8)$$

donde los coeficientes $a_{TM}(l, m)$ y $a_{TE}(l, m)$ representan las contribuciones de los campos multipolares (l, m) eléctrico y (l, m) magnético, procediendo las funciones $f_l(k_0 r)$ y $g_l(k_0 r)$ de las condiciones de *multipolo eléctrico (transversal magnético, TM)* y *multipolo magnético (transversal eléctrico, TE)* que se le impone al campo. Dichos coeficientes y funciones se determinan por las fuentes y condiciones de contorno.

Así, el problema del “scattering” de ondas electromagnéticas por un objeto puede analizarse mediante una superposición de ondas parciales, las cuales se diferencian entre sí por medio de los números l y m . Los coeficientes $a_{TM}(l, m)$ y $a_{TE}(l, m)$, cuyo comportamiento repercute en el campo existente dentro y fuera del objeto, muestran en qué proporción contribuye cada onda parcial al problema de difracción. Debe resaltarse la dependencia de éstos — para cada frecuencia ω — de la geometría del objeto, de su tamaño y de las constantes ópticas del mismo. En el Apéndice C se desarrollará el cálculo de los coeficientes para el caso de cilindros, ya que las simulaciones que se muestran en este trabajo son bidimensionales.

4.1.3. Resonancias naturales y resonancias reales. Factor de calidad, tiempo de vida medio y forma del pico resonante

El origen de las resonancias electromagnéticas está asociado al comportamiento de los anteriores coeficientes. Ciñéndose al caso de una esfera bajo un campo incidente plano armónico, pueden éstos expresarse, salvo constantes de proporcionalidad que dependen de la región espacial que se considere (interior o exterior a la partícula), de la siguiente forma ([133–135]):

$$a_{TE(l,m)} \propto \frac{1}{h_l^{(1)}(x)[Nxj_l(Nx)]' - j_l(Nx)[xh_l^{(1)}(x)]'}, \quad (4.9)$$

$$a_{TM(l,m)} \propto \frac{1}{h_l^{(1)}(x)[Nxj_l(Nx)]' - N^2 j_l(Nx)[xh_l^{(1)}(x)]'}, \quad (4.10)$$

donde $x = k_0 a = (\omega/c)a$ es el *parámetro de tamaño* de la esfera, a el radio, y N el cociente de índices de refracción entre el interior y el exterior de la esfera. La prima indica derivación con respecto al argumento. La simetría tratada elimina la dependencia en m de los coeficientes. Las funciones $g_l(\rho)$ y $f_l(\rho)$ (introducidas en la Subsección 4.1.2) tienen la forma de funciones de Bessel $j_l(\rho)$ o Hankel $h_l^{(1)}(\rho)$, esféricas, según si el cálculo se efectúa en el interior o el exterior de la esfera, respectivamente.

Las resonancias electromagnéticas pueden entonces interpretarse como los polos de estos coeficientes. Dichas resonancias van asociadas a cada onda parcial l , que se encuentra

degenerada m veces por ser una esfera (con $m = -l, -l + 1, \dots, 0, \dots, l - 1, l$). Cada coeficiente (l, m) puede tener n_r polos. Este tercer número indica la dependencia radial de la onda parcial (número de máximos desde el centro a la superficie) en el interior de la esfera, mientras que el número l indica su distribución angular de energía (número de lóbulos entre 0° y 180°). Aparecen n_r máximos en el modo TE y $n_r + 1$ máximos en el modo TM [136], mientras que para cilindros resonantes el número de lóbulos en dirección radial es n_r independientemente de la polarización. Existen $2l$ máximos entre 0° y 360° en esta distribución angular, tanto en el caso de esferas [136], como en el de cilindros [136, 137], para ambas polarizaciones.

Así, puede verse que este desarrollo desemboca también en analogías con sistemas cuánticos, como el átomo de hidrógeno, aunque la naturaleza vectorial del campo electromagnético, esto es, su polarización, añade la necesidad de distinguir entre dos tipos de resonancias, transversales eléctricas (TE) y transversales magnéticas (TM).

Los polos de las ecuaciones 4.9 y 4.10, frecuencias complejas, dan lugar a las denominadas *resonancias naturales* de la esfera [138], y sus *modos virtuales* asociados. Existe una relación entre estas resonancias y las reales, observables en la sección eficaz de “scattering” de la partícula: las partes real e imaginaria de las primeras se corresponden con la posición aproximada y la anchura de las últimas.

Finalmente, el factor de calidad q de un estado resonante se expresa como [128, 139]:

$$q = \frac{2\pi \text{Energía almacenada}}{\text{Energía perdida por ciclo}} = \frac{-\omega_0 W}{dW/dt}, \quad (4.11)$$

donde W es el promedio temporal de la energía almacenada, ω_0 es la frecuencia resonante en radianes, y la potencia perdida $(\frac{-dW}{dt})$ por periodo $(\frac{1}{f})$, es la energía perdida por ciclo. De la Ec. 4.11, se obtiene que la energía almacenada en una resonancia disminuye en un factor e^{-1} después de q oscilaciones del sistema (el campo asociado en el interior de la cavidad lo hace en $2q$ oscilaciones). Así, desde un punto de vista cuántico, q/ω_0 es el tiempo de vida medio del fotón que excita (o desexcita) el modo resonante. La concentración de energía en la cavidad resonante sigue la forma de una lorentziana $A/((\omega - \omega_0)^2 + (\omega/2q)^2)$, donde A es una constante de proporcionalidad.

4.1.4. Modos de galería susurrante y plasmones superficiales localizados

Los modos resonantes excitados en partículas suelen denominarse *resonancias de Mie*, o *resonancias morfológicas* (MDR, “Morphology-Dependent Resonances”) debido a que

dependen de las características dieléctricas y de la geometría de la partícula, así como de su tamaño relativo a la longitud de onda de la onda incidente $x = 2\pi a/\lambda$ forma de la partícula. Se conocen como *modos de galería susurrante* (WGM, “Whispering Gallery Modes”) [139–142] en partículas dieléctricas, por analogía con cierto fenómeno acústico. Por otro lado, se las llama *plasmones superficiales* (LSP, “Localized Surface Plasmons”) en partículas metálicas, ya que son fundamentalmente oscilaciones del plasma de electrones [143].

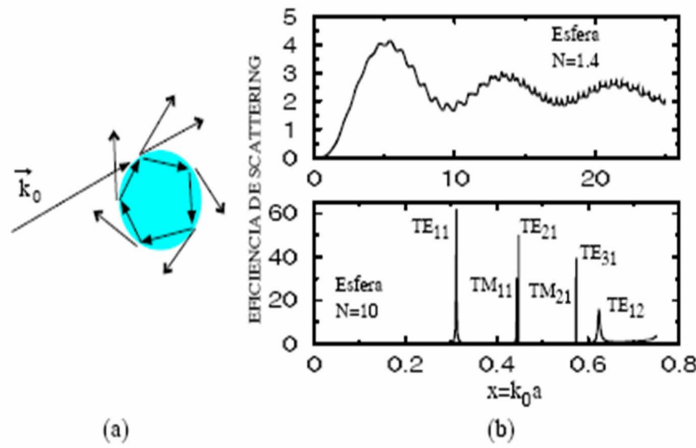


FIGURA 4.2: (a) Formación de un modo resonante en una partícula: la onda penetra en el interior, interfiriendo constructivamente consigo misma al completar el ciclo de reflexiones totales internas. (b) Eficiencias del “scattering” (véase el Apéndice C) sufrido por una onda incidente es plana propagante en función del parámetro de tamaño correspondientes a dos esferas en vacío de índices de refracción $N = 1, 4$ (superior) y $N = 10$ (inferior), mostrando los modos resonantes. Los cálculos han sido realizados con las series de Mie y pueden encontrarse en las referencias [139], figura (b) superior, y [141], figura (b) inferior. La notación usual para las resonancias de una esfera es de la forma TM_{ln_r} para los modos transversales magnéticos, y TE_{ln_r} para los transversales eléctricos. (Ilustraciones tomadas de [129]).

Los MDR en partículas dieléctricas ([144]) se interpretan como ondas superficiales que circunnavegan la partícula, confinadas en el interior cerca de las condiciones de reflexión total interna. Las resonancias asociadas a plasmones son sin embargo producto del acoplamiento que tiene lugar entre el campo incidente y el movimiento mecánico del plasma electrónico de la partícula, el cual resulta en oscilaciones de este último a la frecuencia del primero. Desde este punto de vista, sería más correcto denominar a estas resonancias *polaritones plasmónicos superficiales* (SPP: surface plasmon polaritons) [145]. Aunque el mecanismo fundamental para estas oscilaciones sea fundamentalmente distinto, la entrada en resonancia de la partícula se debe en ambos casos a la interferencia constructiva a medida que la perturbación va completando ciclos a lo largo de su superficie (ver Fig. 4.2(a)).

Se muestran en la Fig. 4.2(b) eficiencias de “scattering” para partículas dieléctricas con diferente índice de refracción N , distinguiéndose claramente picos resonantes, correspondientes a cada multipolo, para la partícula ópticamente más densa [136, 137, 141, 142, 146]. En las resonancias asociadas a plasmones superficiales, la absorción debida al metal es la causa de la aparición de picos más anchos, lo cual puede dar lugar al solapamiento de la contribución de diferentes multipolos en la sección eficaz [147, 148], aunque analizables mediante expansión en ondas parciales (4.1.2). Otra característica que distingue ambos tipos de resonancia se debe al papel que juega la profundidad de penetración en los metales, por lo cual el confinamiento superficial del plasmón es mucho mayor que en el correspondiente al WGM.

4.2. Propiedades de las resonancias

Como se ha adelantado, la Fig. 4.2(b) indica muy gráficamente el comportamiento de las resonancias morfológicas en una esfera dieléctrica al variar el índice de refracción. La magnitud observable es la *eficiencia* de “scattering” Q (véase el Apéndice C) en función del tamaño de la partícula relativo a la longitud de onda incidente. La eficiencia se define como $Q = C/A$, siendo C y A las secciones eficaz y geométrica de la partícula, respectivamente, por lo que es una medida del obstáculo activo que ésta interpone frente al pasivo representado por su propio área. La Fig. 4.2(b) es útil para ilustrar el comportamiento general del espectro de resonancias cuando se varía el contraste de índices entre la partícula y el medio que la rodea [140, 141], representando dos casos extremos: un espectro de modos finos y separados (gráfica inferior) para una partícula ópticamente densa; y un patrón de interferencia de éstos [133, 134] para el caso de menor intensidad óptica (gráfica superior).

En resumen [140, 141], al aumentar la densidad óptica de la partícula respecto al medio se observa que la densidad de los picos aumenta, desplazándose éstos a menores valores de k_0a ; además, las resonancias ganan en amplitud y factor de calidad (la presencia de absorción en la partícula tiene el efecto contrario sobre estas últimas características).

En cuanto a la influencia de los números de distribución energética n_r y l , radial y angular, respectivamente [140, 141], se tiene que la anchura de los picos disminuye a medida que aumenta el número l para un n_r dado, aumentando por lo tanto el factor de calidad; mientras que ocurre lo contrario en caso de quedar l fijo y aumentar n_r . En [139, 140] se da la regla $l(\lambda/N) = 2\pi a$ ($x < l < Nx$) para localizar los modos l correspondientes a $n_r = 1$.

4.3. Aplicaciones de las MDRs

4.3.1. Modos de galería susurrante (WGM): Moléculas fotónicas e ingeniería espectroscópica

La excitación de modos de galería susurrante (WGM) en el interior de partículas dieléctricas [149] agrupadas permite interpretarlas como *moléculas fotónicas* (PM, “*Photonic Molecules*”) [150], estructuras fotónicas formadas por el acoplamiento electromagnético de dos o más microcavidades ópticas (átomos fotónicos). Su ajuste mecánico y óptico añade no sólo nuevas funcionalidades a los componentes ópticos basados en microcavidades sino que sirve también como banco de pruebas en física atómica y óptica cuántica, hace posible disminuir el umbral en microláseres de semiconductor, producir emisión direccional de luz [151, 152], lo que disminuye el umbral en microláseres de alta eficiencia de colección, conseguir transparencia ópticamente inducida [153], y reforzar la sensibilidad de sensores biológicos, de tensión [154], de rotación [38] y de índice de refracción [155] basados en microcavidades. Los avances en ciencia de materiales y en técnicas de nanofabricación permiten hoy en día el uso de arreglos de PMs en experimentos de cavidad en electrodinámica cuántica, procesamiento de información clásica y cuántica [156], y sensores [157]. En los Capítulos 6, 7, 8, 10, 12 y 13 se utilizarán las propiedades de confinamiento que estas resonancias presentan, para realzar la supertransmisión a través de rendijas practicadas en láminas metálicas.

Como se muestra en la Fig. 4.3, las estructuras PM típicas consisten en dos o más cavidades resonantes que confinan luz en su interior, tales como resonadores de Fabry-Pérot, microesferas, microanillos, cavidades de defectos puntuales en cristales fotónicos (PC, “*Photonic Crystals*”), etc [151]. La variedad de agrupaciones va de la simple estructura diatómica litografiada (Fig. 4.3(a)) a la denominada *benceno fotónico* [164]. Es posible la transferencia de energía al disponer átomos fotónicos en cadena lineal [165], conformando una *guía de ondas ópticas compuesta por resonadores acoplados* (CROW, “*Coupled-Resonator Optical Waveguide*”), las cuales pueden usarse como líneas de retardo óptico ultracompactas [166]. Las propiedades ópticas de todas estas PMs debidas al acoplamiento óptico de sus constituyentes pueden diseñarse mediante el ajuste del tamaño, forma y posición de éstos.

El ejemplo de la Fig. 4.4 ilustra el acoplamiento entre átomos fotónicos. Al acercarlos entre sí, sus modos ópticos interactúan, obteniéndose así mediante hibridación [167] un espectro de supermodos de PM (véase un ejemplo en la Fig. 6.6 del capítulo 6). La Fig. 4.4(a) representa los seis supermodos de menor energía correspondientes a la configuración presentada en 4.3(a). Estos supermodos, originados por el desdoblamiento de los modos atómicos de partida, se clasifican por la paridad de sus campos asociados respecto

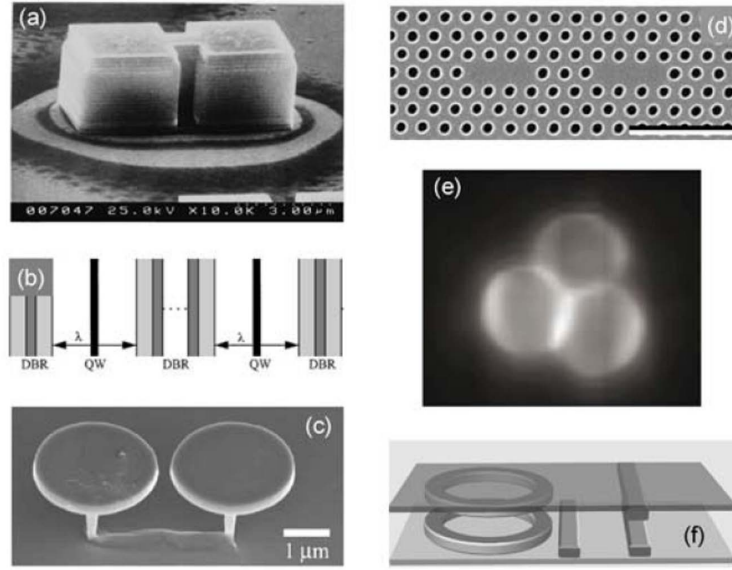


FIGURA 4.3: Configuraciones típicas de PMs: (a) puntos fotónicos cuadrados acoplados por un puente semiconductor [150], (b) cavidades Fabry-Pérot planas acopladas a través de un espejo de Bragg parcialmente transparente [158], (c) WGMs en microdiscos acoplados lateralmente mediante aire [159], (d) defectos próximos entre sí en una membrana de cristal fotónico [160], (e) PM triangular compuesta de microesferas en contacto [161], (f) microanillos acoplados verticalmente [162]. (Imágenes tomadas de [163]).

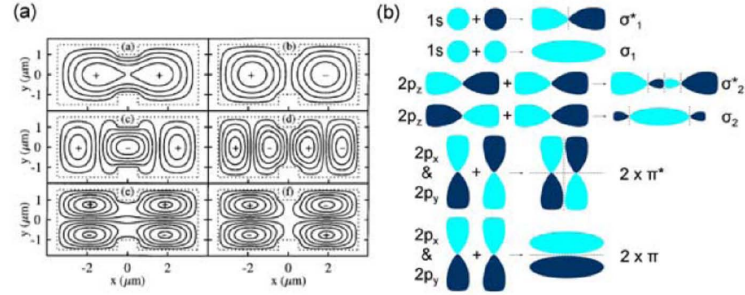


FIGURA 4.4: (a) Distribuciones de campo eléctrico calculadas para los seis supermodos de menor energía en la PM biatómica mostrada en la Fig. 4.3(a) [150]; (b) Diagrama de orbitales moleculares enlazantes y antienlazantes en una molécula química diatómica. (Imágenes tomadas de [163]).

al eje de simetría de la PM. Por ejemplo, los supermodos, impar y par, mostrados en la parte superior de la Fig. 4.4(a), los cuales surgen de la interferencia, destructiva y constructiva, respectivamente, de los modos no degenerados de menor energía en los átomos fotónicos, se corresponden con sus análogos moleculares tipo σ (ver parte superior de la Fig. 4.4(b)). El resto de los modos aparecen siguiendo el mismo mecanismo.

El desdoblamiento, mediante acoplo, de los modos individuales de cavidad, tanto defectos puntuales en PCs [154, 160] como microdiscos, microanillos y microesferas [157, 168, 169]

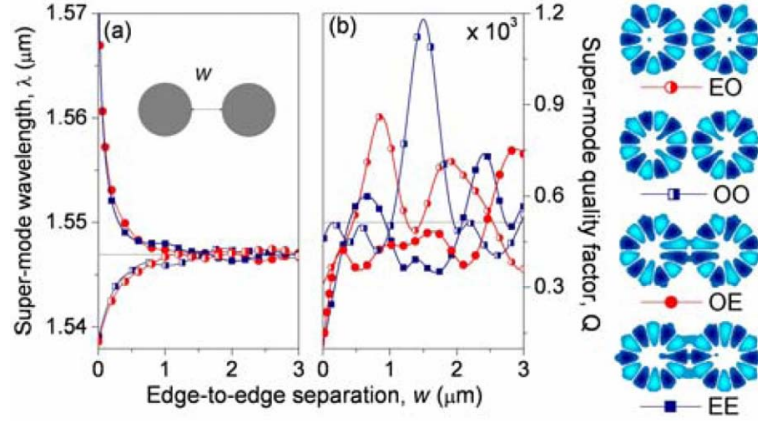


FIGURA 4.5: Desdoblamiento del modo $WGH_{6,1}$ en una PM formada por dos microdiscos (polarización TM (véase el Apéndice C para la nomenclatura 2D de las resonancias), radio $r = 0,9\mu m$, índice de refracción efectivo $n = 2,63$). El detalle muestra las distribuciones de campo magnético para los supermodos WGH enlazantes y antienlazantes. (Imágenes tomadas de [163]).

se manifiesta en el corrimiento al azul (corrimiento al rojo) de los supermodos antienlazantes (enlazantes) de la PM respecto del originario individual (ver Fig. 4.5(a)) a medida que varía la distancia entre microcilindros, dependiendo este corrimiento de la fuerza de acoplamiento entre cavidades. Sus factores de calidad Q también cambian, desdoblamiento de pérdidas [160], (ver Fig. 4.5(b)) al variar la eficiencia del acoplamiento. La Fig. 4.5(a) muestra que los supermodos enlazantes, con campos realzados en la zona interatómica, son más sensibles a la anchura de separación que los antienlazantes. La paridad de los supermodos no se conserva con el cambio en la distancia de acoplamiento, reflejando el comportamiento oscilatorio de los campos evanescentes de los modos.

Si N átomos fotónicos se acoplan lateralmente para formar una cadena lineal, el espectro óptico de la PM resultante ofrece múltiples picos de supermodo, siendo su número proporcional al de átomos fotónicos y al de degeneración de los modos en los átomos aislados. En cadenas de pocos constituyentes el desdoblamiento puede detectarse experimentalmente [169], pero en cadenas más largas da lugar a la aparición de bandas fotónicas discretas [165, 170]. Este efecto es análogo a la aparición de bandas electrónicas en semiconductores, permitiendo el diseño de sistemas ralentizadores de luz y el realce de las interacciones luz-materia. Cuando $N \rightarrow \infty$, las bandas discretas se convierten en un continuo, pudiendo hablarse de propiedades dispersivas en el CROW [165].

La excitación de supermodos enlazantes y antienlazantes en estructuras de PM produce además fuerzas atractivas y repulsivas entre átomos fotónicos [162, 171]. Las fuerzas son lo suficientemente elevadas como para provocar desplazamientos de los átomos fotónicos [171, 172] y podrían ser usadas en la reconfiguración, puramente óptica, de dispositivos

fotónicos. Estas fuerzas dan lugar también a fuertes y localizados pozos de potencial optomecánico, que hacen posible el comportamiento autoadaptativo de las PMs [162].

4.3.2. Plasmones superficiales localizados (LSP): Plasmónica de nanopartículas metálicas

Las nanopartículas metálicas (un ejemplo en la Fig. 4.6) prometen jugar un papel central en la emergente revolución tecnológica que lleva la óptica más allá del límite de difracción y la introduce de lleno a la escala del nanómetro [173]. Las propiedades ópticas de metales nobles tales como el oro y la plata están gobernadas principalmente por las oscilaciones coherentes de los electrones de sus bandas de conducción, conocidas como plasmones [174]. Concretamente, la interacción entre la luz y las nanopartículas metálicas se encuentra dominada por resonancias de plasmones superficiales localizados (LSPs), u oscilaciones de densidad de carga sobre la superficie cerrada de las partículas [133]. Los LSPs tienen la habilidad de “scatterear” y absorber fuertemente luz, y de comprimirla a escala del nanómetro, produciendo grandes refuerzos locales de campos electromagnéticos [175]. La ciencia y la tecnología que tratan sobre la generación, control, manipulación, y transmisión de estas excitaciones en nanoestructuras metálicas se han desarrollado en un campo independiente denominado “plasmónica”.

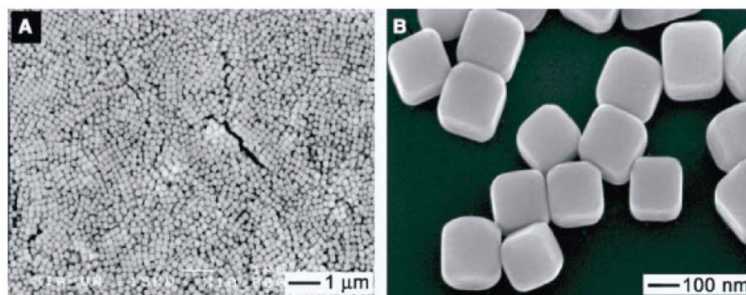


FIGURA 4.6: Imágenes al microscopio electrónico de barrido correspondientes a nanocubos de plata producidos mediante reducción de nitrato de plata con etilenglicol en presencia de polivinilpirrolidono. (Imágenes tomadas de [176], procedentes de [177]).

El motivo del gran desarrollo llevado a cabo en nanoplasmónica son sus diversas aplicaciones: los plasmones localizados permiten efectuar espectroscopía en volúmenes reducidos con fines biológicos [178], incrementar la intensidad de señal y la resolución disponible en espectroscopías de campo realzado. Puede reforzarse la fluorescencia molecular mediante nanopartículas metálicas agrupadas [179], habilitando potencialmente una nueva generación de dispositivos emisores de luz y nuevas técnicas de microscopía por fluorescencia. La capacidad de las nanopartículas plasmónicas para comprimir luz a nanoescala ofrece a la microscopía óptica de campo cercano una resolución sin precedentes [180]. Las redes o láminas estructuradas por estas partículas, proveen de control

de transmisión, manipulación y selección de señales ópticas [181]. Pueden rastrearse dinámicamente las biomoléculas etiquetadas con partículas metálicas durante los procesos biológicos [182]. Se están usando nanopartículas funcionalizadas, con respuestas ópticas caracterizadas, en diagnóstico y terapia contra el cáncer [183], pudiendo actuar también como antenas en la liberación de medicamentos a distancia a partir de materiales encapsulados y asistida por láser [184]. Este trabajo propone en sus Capítulos 8, 10, 12 y 13 el uso de partículas plasmónicas para realzar la transmisión a través de rendijas sub- λ .

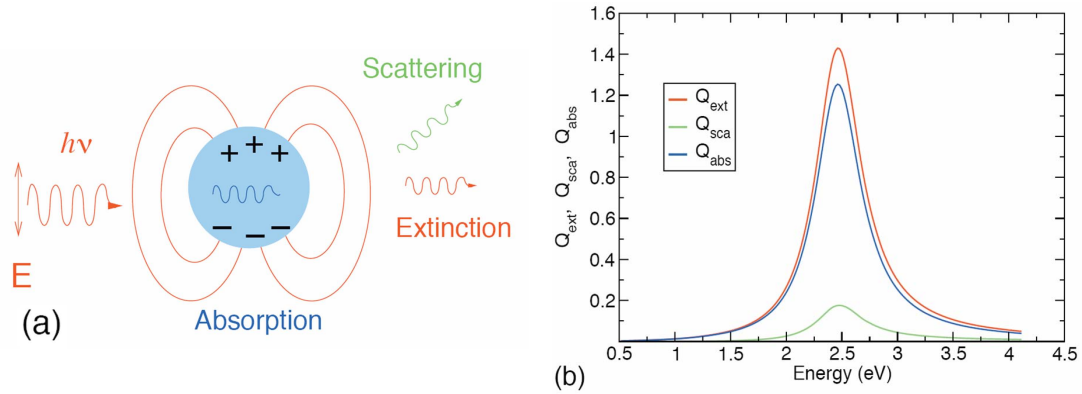


FIGURA 4.7: (a) Esquema de la geometría de la interacción luz-partícula. (b) Coeficientes de “scattering”, absorción y extinción (secciones eficaces normalizadas por el área geométrica de la partícula) para una nanoesfera metálica de radio $a = 10nm$. (Imágenes tomadas de [176]).

El auge actual de la nanoplasmonica se debe principalmente al desarrollo de sofisticados métodos litográficos y químicos que permiten el diseño y la producción rutinaria de una amplia variedad de NPs metálicas complejas y sus agrupaciones. Esto abre camino hacia el control y la manipulación de la respuesta plasmónica a nanoescala en campos tales como ciencia de materiales, comunicaciones, bioquímica y medicina.

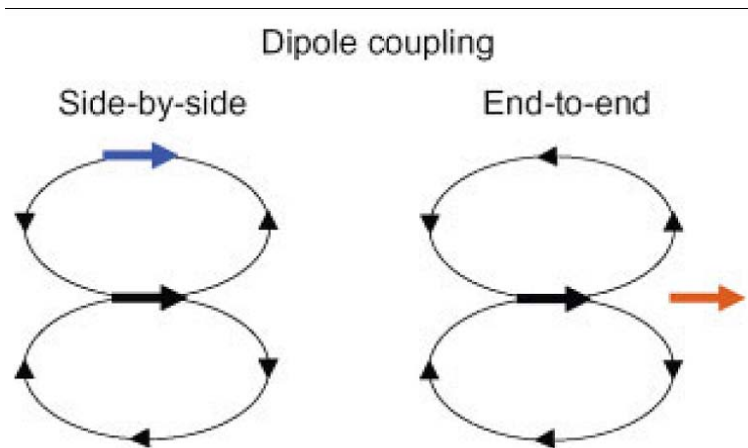


FIGURA 4.8: Esquema del acoplamiento dipolo-dipolo. Sólo se indican las líneas de campo del dipolo negro. (Imágenes tomadas de [176]).

El acoplamiento entre partículas metálicas, de consecuencias análogas al acoplamiento entre partículas dieléctricas por medio de WGMs, puede esquematizarse mediante el concepto de *hibridación de plasmones* [185]. De forma similar a la hibridación de orbitales atómicos, la cual resulta en orbitales moleculares enlazantes y antienlazantes, los plasmones de partículas diferentes pueden acoplarse en o fuera de fase, determinado el cambio inducido en la resonancia por la fuerza del acoplamiento. El efecto de la hibridación puede verse al considerar dos dipolos acoplados como en la Fig. 4.8. En el modo híbrido de un par, ópticamente activo, los dos dipolos oscilan en fase para dar al sistema un dipolo neto. La hibridación puede correr la resonancia al rojo o al azul, dependiendo de la orientación relativa de los dipolos. Cuando se acoplan longitudinalmente, el campo generado por un dipolo (la flecha negra en la Fig. 4.8) en las cercanías del segundo dipolo está en fase con la polarización del primer dipolo. Ya que estos dipolos se comportan como osciladores armónicos, el segundo dipolo responde en fase con el campo forzante debido al primero, a frecuencias por debajo de la resonancia del dipolo individual. Como consecuencia, el modo híbrido, ópticamente activo, del par se corre al rojo respecto al modo dipolar de una sola NP. Cuando los dipolos están acoplados transversalmente, el campo generado por el dipolo negro en las proximidades del segundo se encuentra fuera de fase con la polarización del primero. El segundo dipolo responde así fuera de fase con el campo forzante debido al primero, a frecuencias corridas al azul respecto al (por encima del) dipolo individual. Este intuitivo análisis es útil para estructuras débilmente acopladas y será útil para analizar las configuraciones de partículas dipolares alejadas del capítulo 8. Sin embargo, en partículas muy próximas entre sí, fuertemente acopladas, el patrón dipolar de los plasmones excitados en ellas puede quedar distorsionado significativamente debido a la mezcla de otros modos en el estado híbrido del par (véanse las configuraciones de partículas dipolares en contacto entre sí del Capítulo 8, o las de la partícula dipolar que ilumina la rendija en el Capítulo 10). En esos casos, son necesarios cálculos más detallados.

Capítulo 5

Cristales fotónicos (PCs)

5.1. Introducción

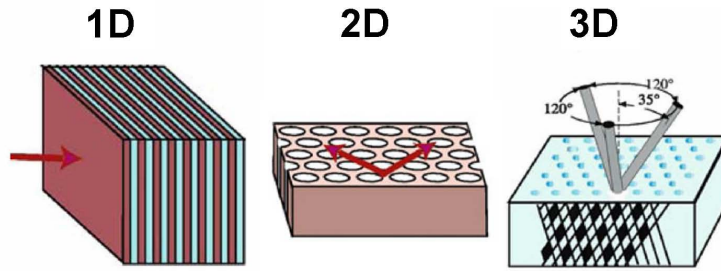


FIGURA 5.1: Cristales fotónicos famosos. De izquierda a derecha: espejo de Bragg (estructura monodimensional); red hexagonal formada por agujeros cilíndricos (estructura bidimensional); y “yablonovita” (estructura tridimensional) (tomado de [186]).

Un *cristal fotónico* (*PC*, “*Photonic Crystal*”) es un material compuesto de estructuras dieléctricas o metálicas dispuestas periódicamente (Fig. 5.1), por lo que la constante dieléctrica ϵ y, con ella, el índice de refracción n , son periódicos, $n = n(\mathbf{r} + \mathbf{a}) = \epsilon^2(\mathbf{r} + \mathbf{a})$, donde a representa el período de red. Siendo $n_{\text{elementos}}$ y n_{medio} los índices de refracción de sus elementos y del medio, respectivamente, generalmente se cumple que el contraste $n_{\text{elementos}}/n_{\text{medio}} > 2$.

El efecto de la periodicidad del índice de refracción sobre la propagación de ondas electromagnéticas (EM) es análogo al que ejerce el potencial periódico de un cristal semiconductor sobre el movimiento de los electrones, apareciendo así, tal como desarrollaremos a continuación, bandas de energía fotónica permitidas y prohibidas.

En física del estado sólido, la red cristalina de átomos comunica su periodicidad a la función potencial que gobierna el comportamiento de los electrones cuyo estado estacionario queda descrito por medio de la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right] \psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}), \quad (5.1)$$

El primer término de la derecha es la energía cinética, el segundo término es el potencial provisto por la red de átomos, tal que $V(\mathbf{r} + \mathbf{l}) = V(\mathbf{r})$, donde \mathbf{l} es cualquier vector de red.

mientras que los fotones, representados por una onda electromagnética de la forma $E(\mathbf{r}, t) = \Re\{E_0(\mathbf{r})e^{i\omega t}\}$ satisfacen las ecuaciones de Maxwell, y cumpliendo $E_0(\mathbf{r})$ la ecuación de Helmholtz:

$$\nabla^2 E_0(\mathbf{r}) = -\frac{\epsilon(\mathbf{r})\omega^2}{c^2} E_0(\mathbf{r}). \quad (5.2)$$

La solución de estas ecuaciones 5.1 y 5.2 para electrones o fotones inmersos en un medio con potencial o permitividad periódicos, respectivamente, puede expresarse de la siguiente forma:

$$\psi_k(\mathbf{r}) = u_k(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{l}} \quad (5.3)$$

$$E(\mathbf{r}) = u_k(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{l}} \quad (5.4)$$

donde $u_k(\mathbf{r} + \mathbf{l}) = u_k(\mathbf{r})$, de lo cual se obtiene el teorema de Bloch:

$$\psi_k(\mathbf{r} + \mathbf{l}) = \psi_k(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{l}} \quad (5.5)$$

$$E(\mathbf{r} + \mathbf{l}) = E(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{l}} \quad (5.6)$$

Esto quiere decir que la descripción espacial del estado de electrones o fotones en puntos de la estructura distantes un número cualquiera de períodos de red, es idéntica salvo por el factor de fase $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{l}}$ (donde la constante de propagación de la onda que los representa

$k = 2\pi/\lambda$, siendo λ la longitud de onda de ésta). Así, en la propagación de ondas electromagnéticas a través de un PC surgen efectos similares a aquéllos típicos para el caso de electrones en estructuras cristalinas naturales, como por ejemplo bandas fotónicas prohibidas, localización, etc ...

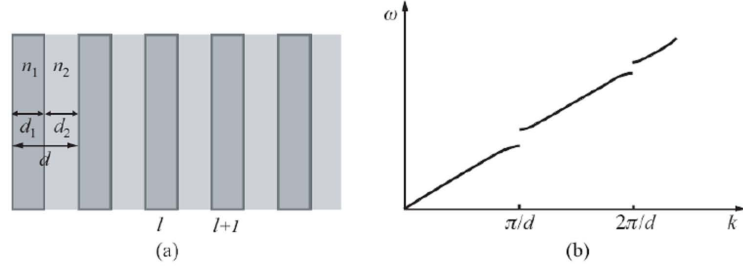


FIGURA 5.2: (a) Medio periódico laminado compuesto de dos clases de planchas de grosores d_1 y d_2 . (b) Relación de dispersión para una estructura dieléctrica periódica monodimensional. (tomado de [186]).

Para ver esto se considera una situación donde hay dos clases de láminas de grosores d_1 y d_2 alternativamente dispuestas con constantes dieléctricas ϵ_1 y ϵ_2 respectivamente, como se muestra en la Fig. 5.2(a). La dirección de apilamiento es Z , y el plano XY es infinito y homogéneo, con lo cual la propagación de ondas electromagnéticas (se tomará el campo eléctrico \mathbf{E}) en este sistema puede tratarse como un problema monodimensional.

La celda unidad se compone de una lámina 1 y una lámina 2, así que el espaciado de red es $d = d_1 + d_2$. Entonces la periodicidad de la constante dieléctrica $\epsilon(z + d) = \epsilon(z)$ dará forma de Bloch a la solución del problema $\mathbf{E}(z + d) = \mathbf{E}(z)e^{ikd}$.

Puede construirse entonces, mediante condiciones de continuidad del campo y sus derivadas, una matriz de transferencia \mathbf{T} , unitaria, cuyos elementos $T_{i,j}$ dependen de los índices de refracción n_1 y n_2 , las constantes de propagación $q_1 = n_1\omega/c$ y $q_2 = n_2\omega/c$ (ω es la frecuencia y c la velocidad de la luz en el vacío) y los grosores d_1 y d_2 de las regiones que conforman la celda unidad de esta estructura periódica. La matriz \mathbf{T} conecta así las amplitudes de campo incidente A_l y reflejado B_l en la celda unidad l -ésima con las correspondientes a la $(l + 1)$ -ésima:

$$\begin{pmatrix} A_{l+1} \\ B_{l+1} \end{pmatrix} = \mathbf{T} \begin{pmatrix} A_l \\ B_l \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

Con esta nomenclatura, el teorema de Bloch se expresa

$$\begin{pmatrix} A_{l+1} \\ B_{l+1} \end{pmatrix} = e^{ikd} \begin{pmatrix} A_l \\ B_l \end{pmatrix}. \quad (5.8)$$

Sustituyendo esto en 5.7, se obtiene:

$$(\mathbf{T}^{-1} - e^{-ikd}\mathbf{I}) \begin{pmatrix} A_l \\ B_l \end{pmatrix} = 0. \quad (5.9)$$

donde \mathbf{I} es la matriz unidad. Al seguir el proceso inverso, calcular A_{l-1} y B_{l-1} a partir de A_l y B_l , y combinando la expresión resultante con la correspondiente a la Ec. 5.9 se llega a

$$\cos kd = \frac{1}{2}(\mathbf{T} + \mathbf{T}^{-1}) = \frac{1}{2} \text{Tr} \mathbf{T}, \quad (5.10)$$

la cual, al introducir las expresiones de los elementos de la matriz $T_{i,j}(n_1, n_2, q_1, q_2, d_1, d_2)$ se escribe

$$\cos k(d_1 + d_2) = \cos \frac{n_1 \omega d_1}{c} \cos \frac{n_2 \omega d_2}{c} - \frac{1}{2} \left(\frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1} \right) \sin \frac{n_1 \omega d_1}{c} \sin \frac{n_2 \omega d_2}{c}, \quad (5.11)$$

a partir de la que se determina la relación de dispersión para la propagación de ondas electromagnéticas en la estructura dieléctrica periódica unidimensional, mostrada en la Fig. 5.2(b). Se ve claramente que a medida que variamos el vector constante de propagación k hay zonas permitidas y prohibidas de frecuencia ω . Las bandas prohibidas surgen en las fronteras de las zonas del espacio recíproco k de la estructura denominadas *zonas de Brillouin*. Este tratamiento de las propiedades periódicas de un PC puede verse de manera más detallada en [186].

5.1.1. La primera zona de Brillouin y diagramas de bandas

En este punto, el objetivo es encontrar las frecuencias $\omega(\mathbf{k})$ de todos los modos para un vector constante de propagación \mathbf{k} dado. No para todo \mathbf{k} se encuentran valores de $\omega(\mathbf{k})$. En la Fig. 5.2(b) mostramos una porción de la estructura de bandas (relación de dispersión) de una red unidimensional de período d . A medida que el vector de onda \mathbf{k} varía, las frecuencias de los modos se repiten con período $2\pi/d$. De hecho, debido al teorema de Bloch, dos vectores de onda \mathbf{k} cualesquiera que difieren en un vector de red recíproca \mathbf{G} son equivalentes. Con más precisión, para cualquier vector de onda \mathbf{k} y cualquier vector de red recíproca \mathbf{G} , podemos encontrar un modo j para cada modo i tal que:

$$\omega_i(\mathbf{k}) = \omega_j(\mathbf{k} + \mathbf{G}). \quad (5.12)$$

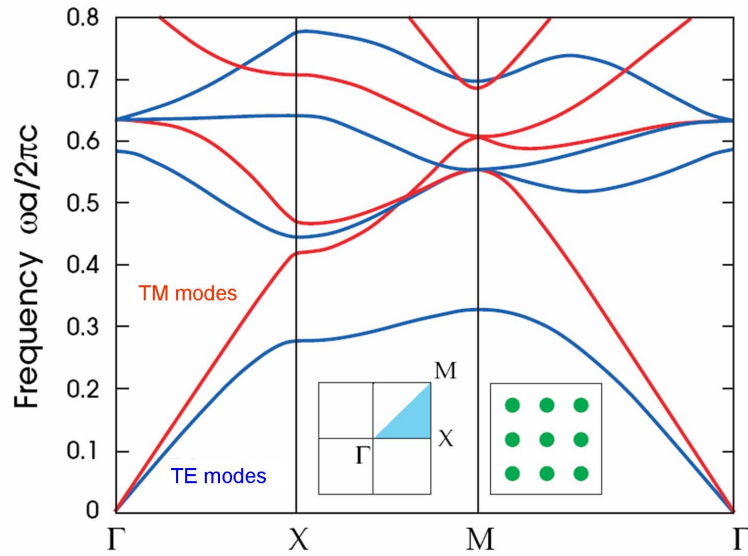


FIGURA 5.3: Estructura de bandas fotónicas para una red cuadrada de cilindros dieléctricos de radio $r = 0,2a$, donde a representa el período de red. Las bandas azules y rojas corresponden a modos TE y TM, respectivamente. El detalle de la izquierda muestra la zona de Brillouin, con su zona irreducible sombreada en azul claro. Los puntos de alta simetría del espacio recíproco k en esta configuración se representan por las letras Γ , X y M , y las frecuencias de los modos se dan en frecuencia reducida $\omega a/2\pi c$ (c es la velocidad de la luz en el vacío). El detalle de la derecha ofrece una vista transversal de la función dieléctrica. Los cilindros ($\epsilon = 8,9$, Al) se encuentran inmersos en aire ($\epsilon = 1$). (Ilustración tomada de [187]).

Este resultado simplifica enormemente la búsqueda, ya que para encontrar todos los modos del cristal, sólo hay que resolver el problema en la vecindad del origen del espacio recíproco, o espacio- \mathbf{k} . Para precisar esta vecindad, se define la *primera zona de Brillouin* (1BZ: *first Brillouin Zone*) del espacio recíproco como aquélla consistente en todos los puntos de este espacio que se encuentran más cerca del origen que de cualquier otro vector de red recíproca. Para las aplicaciones más comunes de los diagramas de bandas, tales como localización y optimización de bandas prohibidas, o cálculo de la dispersión de modos asociados a defectos de red, sólo es necesario examinar un pequeño subconjunto de puntos en la 1BZ. La teoría de grupos demuestra que los puntos extremos de todas las bandas deben ocurrir en puntos de alta simetría, por lo que si se encuentra una banda prohibida en éstos, puede asegurarse que dicha banda prohibida persistirá en todos los puntos dentro de la 1BZ. Cada estructura cristalina se caracteriza por un conjunto de puntos de simetría que siguen una nomenclatura más o menos consensuada. Para construir un diagrama de bandas, primero se identifican los puntos de simetría de la 1BZ y se conectan mediante líneas rectas, obteniéndose así lo que se denomina *zona de Brillouin reducida*. Finalmente, se calculan los valores permitidos de frecuencia ω , o modos del cristal, para cada vector \mathbf{k} perteneciente a esta zona. La Fig. 5.3 muestra el diagrama de bandas para una red cuadrada de cilindros, configuración que será utilizada en este trabajo, así como su correspondiente 1BZ (con la zona reducida en azul claro). Tal

como ocurre al denominar las resonancias morfológicas de Mie en partículas, es necesario hacer distinción entre modos TE y TM, de acuerdo a si los cilindros son iluminados en polarización S (E paralelo al eje de los cilindros) o P (E perpendicular al eje de los mismos), respectivamente. En los capítulos 7 y 8 nos centraremos en la zona de bandas de poca curvatura (alta frecuencia ω), que se corresponde con luz transmitiéndose a bajas velocidades de grupo $v_g = d\omega/dk$. El tamaño elegido para los cilindros estará además ajustado en esos capítulos a la excitación de resonancias dipolares, régimen en el puede desarrollarse la teoría de enlace fuerte (TB, “Tight-Binding”) en cristales fotónicos [188], con el objeto de realzar la supertransmisión de rejillas metálicas mediante éstos.

5.2. Aplicaciones

Un cristal fotónico es, como ya se ha expuesto en la Sección 5.1, una estructura artificial diseñado de forma que su índice de refracción esté modulado periódicamente a escala de la longitud de onda de la iluminación, hecho que le confiere unas características ópticas análogas a las propiedades electrónicas que presentan los materiales en la naturaleza. Diversas propiedades electrónicas, tales como conducción, semiconducción y aislamiento, surgen de la perturbación periódica que sufren los electrones del material provocada por la estructura cristalina de este último. Tal periodicidad resulta en una estructura de bandas energéticas, llamadas bandas electrónicas, que determinan los estados energéticos en los que los electrones pueden encontrarse dentro del cristal. De manera similar, se puede ejercer un gran control sobre la propagación de la luz en PCs debido a que los fotones sienten una perturbación equivalente, provocada por la periodicidad de sus componentes dieléctricos o metálicos, cuyo efecto es la formación de la correspondiente estructura de *bandas fotónicas*.

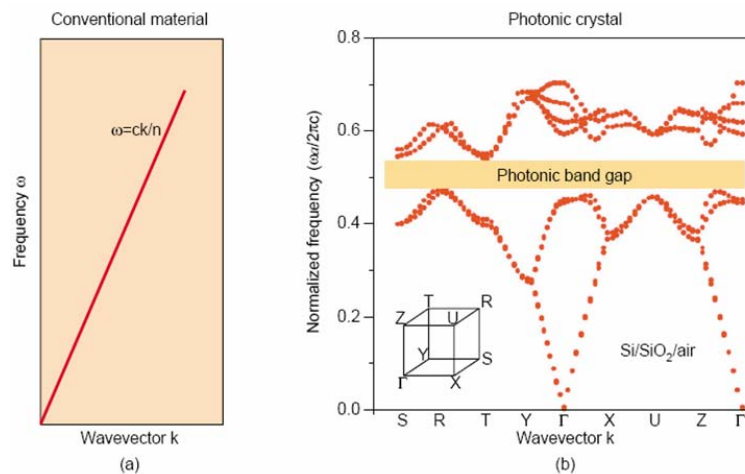


FIGURA 5.4: Relación de dispersión de la luz en (a) dieléctricos convencionales, y (b) cristales fotónicos típicos. Figuras tomadas de [189].

Como muestra la Fig. 5.4, la relación de dispersión de la luz que se encuentra en materiales convencionales es fundamentalmente diferente de la obtenida en PCs. Esta última exhibe con frecuencia una *banda prohibida fotónica* (“Photonic Band Gap”, PBG) en la cual no hay modos propagantes. Los PCs se comportan dentro de este rango de frecuencia como si fuesen *aislantes fotónicos*, inexistentes de forma natural. Añadido a esto, la curvatura de la curva de dispersión es además muy diferente de la correspondiente a materiales convencionales, lo cual significa que la velocidad de transporte de la luz puede ser controlada ampliamente. La direccionalidad de propagación debida a las PBGs puede obtenerse por el ajuste de la periodicidad de la red, y por la forma, tamaño y composición de los constituyentes. La aparición de estas bandas puede explicarse mediante el modelo de “enlace fuerte” (TBM, “Tight-Binding Model”) [188, 190–192], en el cual tienen un papel preponderante el “scattering” múltiple “tipo Bragg” y la excitación de resonancias de Mie en las partículas que conforman el cristal. Como se expuso en el Capítulo 1, los PCs han sido relacionados con el fenómeno de la refracción negativa en simulaciones y experimentos con redes bidimensionales de cilindros dieléctricos [39, 41]. Se estudiará en el capítulo 2 que la interpretación de estos efectos mediante una teoría de medio efectivo (EMT, “Effective Medium Theory”) es errónea.

Los PCs con PBGs son candidatos a formar parte en circuitos ópticos integrados a larga escala (“Large-Scale Integrated Optical Circuits”, optical LSIC) [187, 193, 194]. Se dan ejemplos en los capítulos 7 y 8 de cristales fotónicos, tanto dieléctricos como metálicos, reforzadores de la transmisión a través de rendijas practicadas en rejillas metálicas, lo cual puede usarse como dispositivo selector de transmisión. La fabricación de ICs o LSICs ópticos (fotónicos) a sido un objetivo importante, aunque aún no satisfecho, en tecnología fotónica desde sus comienzos hace varias décadas. Esto se debe principalmente a la naturaleza fundamental de la luz: los fotones no interaccionan eficientemente con materiales o con otros fotones, lo cual hace difícil confinarlos en espacios diminutos y, por lo tanto obstaculiza su control. La mayoría de los componentes ópticos se sirven de métodos basados en reflexión total interna (“Total Internal Reflection”, TIR) para confinar la luz pero estas técnicas pierden efectividad en componentes de pequeño tamaño, al ser la TIR efectiva sólo para un cierto rango de direcciones de propagación. Realmente, los componentes ópticos suelen ser significativamente mayores que la longitud de onda óptica. Ya que la reflexión provocada por una PBG es efectiva en todas direcciones, el confinamiento mediante PBG funciona incluso en componentes a escala de la longitud de onda. En los PCs, los defectos puntuales y lineales funcionan como cavidades y guías de ondas ópticas (resonadores y guías de onda PBG), respectivamente. Pueden diseñarse dispositivos a partir de su acoplamiento. Así, la agrupación de defectos funcionales en PCs con PBGs, equivalente a montar dispositivos en un aislante fotónico, lleva a los ICs/LICs, de tamaño menor que los convencionales.

Como se verá en este trabajo (Capítulos 7 y 8), la existencia de una PBG parcial en un PC define direcciones de propagación permitidas y prohibidas, de manera que pueden conseguirse efectos de guías de ondas sin que sea necesario defecto alguno.

Sería natural tomar PCs dieléctricos en 2D para aplicaciones en ICs fotónicos porque la geometría de cualquier circuito convencional es básicamente bidimensional. Aunque en teoría se diseñan éstos como 2D ideales (de grosor infinito), tales cristales no son prácticos debido a la pérdida de luz en la dirección perpendicular al plano a causa de la falta de confinamiento vertical. Un método para evitar esto es fabricar el circuito a partir de un sustrato de *silicio sobre aislante* (“Silicon-On-Insulator”, SOI) [189, 195]. El confinamiento vertical viene dado en este modelo por la TIR Si- SiO_2 y Si-aire, respectivamente y su funcionamiento ha sido probado experimentalmente [189] y mediante simulaciones FDTD [196, 197]. En el caso de PCs metálicos, se han efectuado estudios teóricos para diferentes estructuras: metales tales como Ag, W, Cu, Au, Al utilizados en simulaciones de cilindros o huecos infinitos formando redes bidimensionales en aire o metal, respectivamente [198–201], estructuras tridimensionales de cubos, o barras cuadradas apiladas en rejillas entrecruzadas (pila de leña, “Wood Pile”) [202] en aire; así como experimentos más elaborados acerca de PCs formados por redes unidimensionales de barras de Au sobre óxido de Sn e In (ITO, “Indium Tin Oxide”) montado en sustrato de cuarzo [203], por barras de W en pila de leña sobre sustrato de polisilicio (Si policristalino) y sílice (SiO_2) montadas mediante eliminación selectiva de Si y llenado del molde mediante deposición química de vapor (CVD, “Chemical Vapor Deposition”), [204], o por cilindros de Si recubiertos de Ni entre láminas de bronce [205] o de Au entre láminas de Al [206] formando redes bidimensionales en aire. Estas estructuras tratan de sacar partido a las propiedades reflectoras en microondas y, sobre todo, absorbentes en el rango de infrarrojo y visible [199, 202], que el metal confiere a la estructura de bandas del PC. La fuerte absorción en el borde de la banda prohibida a baja frecuencia puede aprovecharse para diseñar emisores de radiación térmica [207], termofotovoltaica y de cuerpo negro [204]. Los defectos lineales en una red periódica metálica sirve de guía de ondas sin pérdidas apreciables incluso en presencia de curvas [200, 201, 206], lo cual permite la construcción de circuitos integrados en el rango de las microondas. El recubrimiento metálico en redes de cilindros dieléctricos da lugar a bandas prohibidas muy robustas frente al desorden de la red debida a limitaciones en la fabricación del cristal [205]. El acoplamiento entre modos de guía de ondas y plasmones localizados puede ser un mecanismo para manipular las propiedades de las bandas prohibidas del PC [203]. Se han tratado los fenómenos de refracción negativa [208] y superlente [198] en estas estructuras, efectuando un estudio comparativo con los correspondientes a materiales “zurdos” (LHM, “Left-Handed Materials”) [209, 210].

Capítulo 6

Excitación de resonancias y concentración de luz en conjuntos de nanocilindros dieléctricos en frente de aberturas sublongitud de onda. Efectos sobre la transmisión extraordinaria

6.1. Introducción

Tanto microcilindros como microesferas [137, 142, 211–213] son objeto de activo estudio ya que estas microcavidades ofrecen una variedad de funcionalidades como dispositivos en fotónica [149]; además sus agrupaciones en moléculas fotónicas y cadenas de guía de ondas presentan nuevos efectos en lo que respecta a refuerzo, confinamiento, desdoblamiento espectroscópico y transporte de energía óptica [214–219]. Por otro lado, la óptica de campo cercano y la nano-óptica han mostrado las posibilidades de algunos de estos efectos a escala menor que la longitud de onda (sub- λ), por medio de nanojets [211], o bien mediante estados resonantes [131, 220] tales como modos de “galería susurrante” (WGM) y plasmones superficiales localizados (LSP) en conjuntos de nanopartículas dieléctricas y metálicas [221], respectivamente. Por añadidura, la transmisión óptica extraordinaria, o reforzada (ST, supertransmisión), a través de aberturas de anchura sub- λ [77, 94, 103, 222, 223] es un efecto resonante que ha recibido mucha atención en conexión

con su potencial aplicación en concentración lumínica, detección y dirección de frentes de onda. Así, parece natural inquirir la conexión e interrelación de las características transmisivas de nanoaberturas con su acoplamiento mediante la excitación de resonancias dependientes de la morfología (MDR) en nanopartículas dispuestas frontalmente a ellas, bien WGMs, bien LSPs.

En este capítulo se estudian sistemas sobre los que se predicen fenómenos por medio de simulaciones numéricas que muestran nuevos efectos en nanopartículas frente a rendijas $sub - \lambda$. Se utilizan partículas dieléctricas de alto índice de refracción, las cuales muestran WGMs de alto factor de calidad (Q) [136]. Se consideran las configuraciones de conjuntos de estos objetos sea en forma de moléculas fotónicas sea en forma de cadenas, incluyendo además codos y bifurcaciones. De esta forma, varios de los efectos observados en micropartículas, previamente mencionados, se estudian ahora a nivel de nanoescala. Por otro lado, considerando nanopartículas cercanas a las nanoaberturas, tenemos en cuenta una geometría de colimación y acoplamiento de luz desde el espacio libre hacia la partícula por medio de la abertura; esto nos permite estudiar el efecto que las partículas resonantes tienen sobre las propiedades transmisivas de las aberturas, y en particular sobre la transmisión extraordinaria, un detalle aún no analizado. A la inversa, observamos los efectos de las características transmisivas sobre la excitación de MDRs de estas partículas y sobre la distribución de intensidad de campo cercano. A este respecto, nuestras simulaciones indican que la nanoabertura se comporta como un dispositivo que acopla luz en la nanopartícula, actuando esta última como un selector que realza o no la transmisión a través de aquélla. Se estudia en detalle este último efecto considerando una única nanopartícula en frente de una nanoabertura, y adicionalmente extendiendo las observaciones a conjuntos de partículas. Veremos que, de hecho, el realce de luz transmitida en la partícula, o partículas, tras la abertura, es gobernada principalmente por la excitación de sus resonancias morfológicas en vez de por la transmisión reforzada en la abertura. Se ve esto al estudiar la transmisión de ondas-p en o fuera de las resonancias de la abertura, y por lo tanto en o fuera de transmisión extraordinaria; o de ondas-s en condiciones en las cuales el corte en longitud de onda de la abertura hace que ésta no produzca propagación alguna de ondas transmitidas hacia la zona lejana.

Dispondremos configuraciones bidimensionales (2D) ya que: (1) las características esenciales observadas respecto a la transmisión reforzada, el acoplamiento y la excitación de resonancias se obtienen similarmente en 3D [134, 211]; (2) las resonancias en 2D han mostrado [152, 224] constituir un buen modelo con equivalentes parámetros constitutivos efectivos para microdiscos; y (3) un modelo 2D es adecuado para tratar estructuras de largos cilindros paralelos con una distribución espacial arbitraria de sus secciones transversales iluminadas uniforme y normalmente a sus ejes. Esto se ha estudiado también

para la observación tanto de fenómenos de concentración como de transporte en distribuciones ordenadas de cristal fotónico, u otros efectos resonantes como la localización en distribuciones desordenadas [225], o dirección de guías de onda mediante refracción negativa en metamateriales formados por cilindros de [41]. La propagación de luz entre nanopartículas en esta configuración se debe, por tanto, no sólo al transporte de MDRs entre nanocilindros adyacentes, sino también al acoplamiento de estos MDRs con las ondas propagantes difractadas que emergen de la abertura $sub - \lambda$ donde ocurre la transmisión extraordinaria. Hay además conversión de ondas dispersadas por algunas partículas en ondas superficiales MDR. Para polarización P y partículas dieléctricas, la mayor parte de la intensidad transmitida resultante se concentra en las nanopartículas en forma de WGMs. Finalmente, añadiremos los efectos de la formación de haces a la salida de la abertura mediante la corrugación periódica de la lámina sobre la intensidad transmitida, dentro de las partículas resonantes.

6.2. Transmisión a través de una rendija. Concentración de energía en nanopartículas

6.2.1. Simulaciones numéricas

Las partículas dieléctricas en este estudio son de Si (índice de refracción $n = 3,670 + i0,005$ a $\lambda = 919nm$) [226]. Se toma un metal de índice de refracción $n = 0,135 + i0,275$. Las geometrías 2D constituyen secciones transversales de cilindro infinitos 3D. Al ser la incidencia normal al eje de los cilindros, la componente de campo a lo largo de este eje mantendrá su polarización. Se resuelven las ecuaciones de Maxwell usando, bien un método de elementos finitos (FE) (FEMLAB de COMSOL [68]) para estados estacionarios, bien un procedimiento en FDTD (Fullwave, [227]) para estados transitorios [228, 229] (consúltese el Apéndice A). En el primero, el mallado del dominio de solución presenta una razón de crecimiento de sus elementos de 1,55 y un factor de curvatura de 0,65, aproximadamente; los parámetros de resolución geométrica consisten en 25 puntos por segmento de frontera para tener en cuenta geometrías curvadas. Esta configuración se adapta a la geometría y optimiza la convergencia de la solución. El mallado final contiene unos 10^4 elementos. Para resolver la ecuación de Helmholtz, se han empleado los algoritmos directo UMFPACK e iterativo Broyden mejorado, cuyos resultados concuerdan para las configuraciones estudiadas. La determinación de la convergencia de estos métodos es global, sin embargo los errores locales son distinguibles al variar el número de elementos en el mallado como se explica en [229, 230]. Se seleccionan condiciones de baja reflexión en las fronteras del espacio de simulación, excepto en aquellas que coinciden con el límite exterior de la lámina metálica que contiene la abertura, para las cuales se toma

la condición de conductor perfecto. Con la primera, las reflexiones en la ventana se hacen tan bajas como sea posible para tratar la zona de cálculo como espacio libre; la última, por otro lado, se emplea siempre que se dispone una lámina metálica, teniendo su índice de refracción n una alta componente imaginaria ($n = 0,135 + i10,275$). Las fronteras interiores del espacio de cálculo se trataron como continuas. Los cálculos de campo se hacen con ondas en su régimen estacionario de propagación. Por lo tanto, se expresan los resultados en términos de $\mathbf{E}(\mathbf{r})[V/m]$ para el vector de campo eléctrico en el caso de polarización S, o TE, (es decir, $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ a lo largo del eje de los cilindros) y $\mathbf{H}(\mathbf{r})[A/m]$ para el vector magnético en el caso de polarización P, o TM, (es decir, $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ a lo largo del eje de los cilindros). Se sigue así la nomenclatura usada en el Apéndice C para designar la polarización de la onda incidente. Seleccionamos ondas P o S de acuerdo a si buscamos transmisión realzada o su supresión en la abertura 2D [94, 231], siendo el campo incidente una onda plana $\mathbf{H}(x, y) = \mathbf{H}_0 \exp[i((2\pi/\lambda)y - \omega t)]$ o $\mathbf{E}(x, y) = \mathbf{E}_0 \exp[i((2\pi/\lambda)y - \omega t)]$, respectivamente, de amplitud unidad $\mathbf{H}_0 = 1A/m$, $\mathbf{E}_0 = 1V/m$ (SI).

En la nomenclatura seguida para clasificar las resonancias WGM de los cilindros se usarán los subíndices (i, j) , representando i and j sus órdenes angular i -th y radial j -th, respectivamente.

Para observar la propagación de los modos respecto al tiempo, empleamos un programa FDTD. Las condiciones de frontera seleccionadas en este método eran similares a aquéllas elegidas en el de elementos finitos. Las simulaciones FDTD fueron ejecutadas hasta que se alcanzó un estado estacionario, el cual conlleva tiempos $ct = 50\mu m$ (donde c representa la velocidad de la luz en el vacío). Se ejecutaron pasos temporales $\Delta t = ct/10^4$ con el espacio discretizado en celdas de longitud lateral $1,5\Delta t \times 1,5\Delta t$. Se comprobó la estabilidad de la solución para diferentes tamaños de discretización. Además, nos aseguramos de que ambos métodos proveen resultados similares en el estado estacionario. En este régimen, la norma del campo, $|\mathbf{E}(\mathbf{r})|$ or $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$, es la cantidad física detectable a una iluminación con ondas armónicas en el tiempo. Por otro lado, el campo, cuando la luz comienza a interactuar con los objetos, se expresa en términos de $Re[\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)]$ o $Re[\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)]$. A menos que se haga explícito, todos los cálculos se efectúan con el método FE.

6.2.2. Una partícula enfrente de una nanorendija

Inicialmente consideramos una nanorendija de anchura $d = 117,5nm$, grosor $h = 705nm$, practicada en una lámina metálica de índice de refracción $n = 0,135 + i10,275$. Se ilumina el sistema mediante una onda plana linealmente polarizada a incidencia normal cuyos módulos de campo eléctrico y magnético, dependiendo de la polarización, se normaliza a la unidad. Para polarización P tal rendija presenta resonancias morfológicas que dan

lugar a transmisión extraordinaria [77, 94, 103]. Elegiremos estos parámetros de rendija para que sea posible que sus longitudes de onda de transmisión resonante coincidan con aquéllas de resonancia de las nanopartículas que eventualmente se situarán en frente de ella.

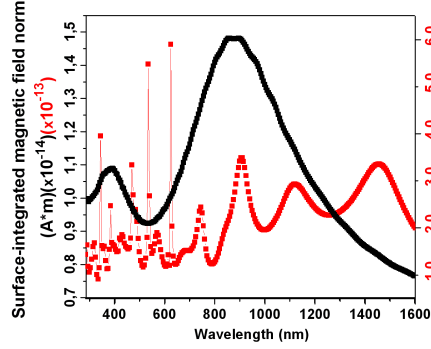


FIGURA 6.1: Transmisión de una rendija en una lámina metálica (anchura de lámina $D = 7000nm$, grosor de lámina $h = 705nm$, anchura de rendija $d = 117,5nm$, índice de refracción $n = 0,135 + i0,275$) iluminada por una onda plana P-polarizada. Línea negra: transmisión de la rendija sola. Línea roja: Transmisión en presencia de un cilindro dieléctrico (radio $r = 200\mu m$, índice de refracción $n = 3,670 + i0,005$) tras la rendija a distancia $s = 50nm$ desde su plano de salida. Estos valores se obtienen mediante integración de $|\mathbf{H}|$ en un área rectangular de $130nm \times 100nm$ cuyo lado inferior coincide con el plano de salida de la rendija (eje vertical izquierdo, línea negra) y en el dominio circular que coincide con la sección transversal del cilindro (eje vertical derecho, línea roja).

La curva negra en la Fig. 6.1 muestra la transmisión de tal rendija sub- λ . Los parámetros corresponden a aquéllos de una de las resonancias encontradas en [94, 103] reescalada de tal manera que la longitud de onda de la transmisión realizada coincida con aquélla de la resonancia de la nanopartícula cuando se sitúa en frente de la salida de la abertura. Esta transmisión, representada en $A \cdot m$, se evalúa mediante la integración de la magnitud del campo magnético $|\mathbf{H}_z| [A/m]$ en una sección rectangular de $130nm \times 100nm$ cuya base descansa en el plano de salida de la rendija. Hay un máximo de transmisión de la rendija a $945nm$, el cual corresponde a la excitación del WGH_{21} de un cilindro con índice de refracción $n = 3,670 + i0,005$ y radio $r = 200nm$. Los picos de la curva roja correspondientes a la magnitud de $|\mathbf{H}|$ (omitimos el subíndice z de aquí en adelante) transmitido hacia el interior del cilindro cuando se sitúa en frente de la rendija, representan la excitación estimada de diferentes WGMs, mediante la integración de $|\mathbf{H}|$ en un área circular que coincide con la sección transversal del cilindro. Al comparar las curvas roja y negra, vemos que el realce de la magnitud de campo confinado dentro del cilindro a $\lambda = 945nm$, para el mismo campo incidente ($|\mathbf{H}| = 1A/m$), lleva a $3,5A \cdot m$ ($\times 10^{-13}$) mientras que aquélla debida a la rendija sola alcanza sólo $1,5A \cdot m$ ($\times 10^{-14}$) (deseamos resaltar las diferentes superficies de integración anteriormente mencionadas que llevan a estos valores). Además, los picos debidos a WGMs son más estrechos que

aquéllos debidos a plasmones localizados de la abertura metálica los cuales presentan mayor atenuación, como se esperaba [221]. Este resultado indica que la resonancia de la partícula refuerza la transmisión de la rendija tanto si ésta es extraordinaria como si no lo es, y es un efecto dominante sobre este último. Por lo tanto, seleccionar el máximo de transmisión de la rendija no es determinante para la concentración reforzada de intensidad en la nanopartícula resonante a menos que aparezca acoplamiento con sus MDRs. El cilindro actúa como un pistón que extrae radiación a través de la rendija cuando se excitan algunos de sus WGMs. Debería remarcarse que la proximidad entre la partícula y la rendija altera ligeramente el valor de sus respectivas longitudes de onda, aunque, como se verá posteriormente, este cambio es más crítico para la partícula que para la rendija, debido a la mayor influencia de la primera sobre la intensidad transmitida y a su línea de luz más estrecha.

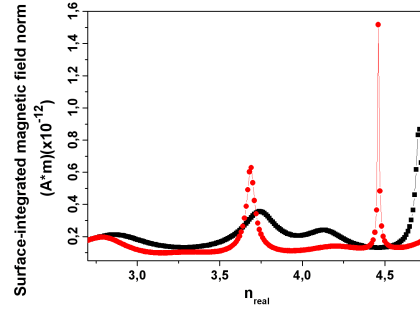


FIGURA 6.2: Variación de la concentración de campo electromagnético, calculado como la integración de $|H|$ (A/m) en la sección transversal de un cilindro dieléctrico (índice de refracción $n = n_{real} + 0,005i$, radio $r = 200nm$) situado a la salida de la rendija de la lámina metálica (índice de refracción $n = 0,135 + 10,275i$, anchura de lámina $D = 7000nm$, grosor de lámina $h = 705nm$, anchura de rendija $d = 117,5nm$). La longitud de onda de la radiación lumínica es, bien $\lambda = 945nm$ (λ resonante para la transmisión de la lámina), bien $\lambda = 750nm$ (curvas negra y roja, respectivamente).

Para reforzar esta observación, en la Fig. 6.2 se evalúa la concentración de $|\mathbf{H}|$ en el cilindro frente a la parte real n_{real} del índice de refracción del cilindro mientras se mantienen el resto de los parámetros de la configuración lámina-rendija-cilindro. Se eligen dos longitudes de onda: una en un pico de transmisión resonante de la rendija, $\lambda = 945nm$, y otro fuera de él: $\lambda = 750nm$. Ambas curvas presentan picos de intensidad de campo total concentrada dentro de la partícula a valores de n_{real} que corresponden a la excitación de los WGMs de la partícula. La naturaleza de esta excitación domina estos realces de intensidad (véase p. ej. el gran pico rojo cercano a $n_{real} = 4,45$), sin importar si la longitud de onda es o no aquélla de transmisión extraordinaria resonante de la rendija, y confirma la predominancia de la excitación del WGM en la partícula sobre la de los plasmones localizados en la rendija que causan la transmisión extraordinaria, en

lo que respecta al refuerzo y la concentración resultantes de la intensidad transmitida hacia la partícula.

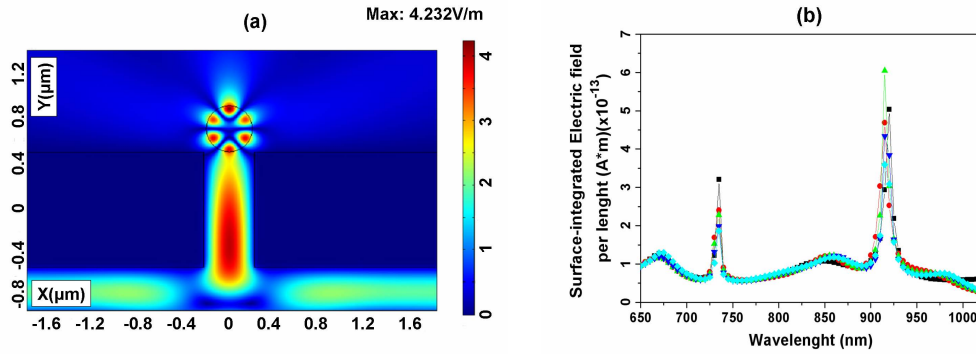


FIGURA 6.3: (a) Módulo del campo eléctrico (V/m) perteneciente a una rendija en una lámina metálica (índice de refracción $n = 0,135 + i0,275$, anchura de lámina $D = 6807,41nm$, grosor de lámina $h = 1000nm$, anchura de rendija $d = 440nm$) e iluminación de onda S ($\lambda = 919nm$) con un cilindro dieléctrico (índice de refracción $n = 3,670 + i0,005$, radio $r = 200nm$) junto a la salida de la rendija. El modo excitado en el cilindro es WGE_{31} . (b) Módulo de campo dentro del cilindro. Cilindro aislado (sin lámina, curva negra); cilindro a una distancia del centro de la abertura de $dist_{lam-cil}^y = 0nm$ y distancias desde el plano de salida $dist_{lam-cil}^x = 0nm, 50nm, 100nm$ (curvas roja, verde y azul, respectivamente); y a $dist_{lam-cil}^y = dist_{lam-cil}^x = 100nm$ (curva celeste). La cantidad representada frente a la longitud de onda (nm) de la onda incidente se obtiene integrando $|\mathbf{E}|$ sobre la sección recta del cilindro ($V \cdot m$). Se mide la distancia vertical desde el borde inferior del cilindro hacia el plano de salida de la abertura, mientras que la distancia horizontal se hace desde el centro del cilindro hacia el plano medio de la abertura.

Para comparar lo anterior con la situación de una rendija casi sin transmisión, una lámina con una abertura de anchura $440nm$ que presenta una longitud de onda de corte de $880nm$ iluminada a polarización S, a la longitud de onda de $919nm$, transmite muy poca radiación. Cuando se sitúa una partícula resonante en frente de ésta, hay acoplamiento de las componentes evanescentes y débilmente propagantes del frente de onda a la salida de la abertura con los modos principales del cilindro, y el cambio en la transmisión resultante es dramática como se muestra en la Fig. 6.3(a), donde vemos la “extracción” de intensidad y su confinamiento en la nanopartícula mediante la excitación de su modo WGE_{31} . El módulo de campo en el cilindro alcanza valores cuatro veces más altos que aquéllos del campo incidente. En general, a causa del gran índice de refracción del cilindro, el campo tiene tendencia a concentrarse dentro del cilindro, incluso cuando no hay excitación de WGM. En particular, esta configuración de rendija con una partícula de mayor tamaño permite además el enfoque de un *nanojet* dentro del cilindro; esto no se muestra aquí por brevedad.

La Fig. 6.3(b), la cual representa la norma del campo confinado en el cilindro frente a la longitud de onda de la radiación electromagnética para polarización S, es una prueba

tanto de la localización de campo en el cilindro dieléctrico como de los efectos de la rendija-lámina sobre ésta. Estas curvas muestran que el módulo del campo confinado presenta una tendencia a disminuir a causa de la presencia de la lámina metálica y a aumentar a medida que el cilindro se separa más allá de una distancia del orden del diámetro del cilindro. La resonancia menos afectada es aquella correspondiente a $\lambda = 733nm$ para el cilindro aislado (WGE_{41}). El pico no varía apreciablemente cuando la partícula se mueve alrededor de la abertura, pero su factor Q , evaluado como en [232], disminuye de 216 a 144 (correspondientes al cilindro aislado y el cilindro junto a la abertura, respectivamente). A la otra resonancia a $\lambda = 919nm$ y factor $Q = 107$ para el cilindro aislado (WGE_{31}) le afecta más la configuración lámina-rendija ya que el máximo cambio ocurre, como antes, cuando el cilindro es tangente al plano de salida de la abertura, siendo ahora $\lambda = 914nm$ y el factor $Q = 89$.

De manera similar, una partícula dieléctrica resonante actúa como selector y reforzador de la radiación transmitida por una rendija sub- λ que ya se encuentra cerca de su transmisión resonante. La Fig. 6.4(a) muestra el caso de la rendija de la Fig. 6.1 iluminada a una longitud de onda ($\lambda = 750nm$), la cual es cercana pero no cae justo en el pico de transmisión extraordinaria bajo polarización P. Cuando se sitúa el cilindro dieléctrico en frente de la abertura, la transmisión y la concentración de intensidad en su interior, es de nuevo mucho mayor que sin ese objeto. Se excita el WGH_{31} exhibiendo una típica distribución de onda estacionaria realzada, cuyos picos de campo en el interior del cilindro son unas 10 veces más altos que aquéllos del campo incidente (véase la Fig. 6.4(b)) lo cual muestra además que el modo dentro de la abertura está presente, como en la Fig. 6.4(a), pero su intensidad se mantiene ahora similar a aquella en ausencia de la partícula). Otro hecho interesante de la Fig. 6.4(b) es que la intensidad de WGH_{31} es mucho mayor que la del campo reflejado por debajo de la lámina, al contrario de lo que ocurre con la intensidad transmitida en ausencia de partículas, como se ve en la Fig. 6.4(a).

La Fig. 6.4(c) representa la norma de campo integrada en el cilindro frente a la longitud de onda para polarización P. Probamos con estas curvas tanto la concentración de campo en el cilindro dieléctrico como los efectos de la rendija sobre éste, siendo estos últimos más dramáticos que en el caso de polarización S (cf. Fig. 6.3(b)). Estas curvas muestran la misma tendencia del campo confinado en la partícula a decrecer debido a la presencia de la lámina. La resonancia a baja longitud de onda es la correspondiente a $\lambda = 748nm$ para el cilindro aislado (WGH_{31}). El pico se desplaza ligeramente a $\lambda = 742nm$ cuando la partícula se mueve alrededor de la abertura, pero su factor Q disminuye de 97 a 24 (cilindro aislado y junto a la abertura, respectivamente). A la otra resonancia, a $\lambda = 944nm$ y factor $Q = 20$ para el cilindro aislado (WGH_{21}), parece afectarle más la configuración de la rendija ya que la variación del pico ocurre, como antes, cuando el

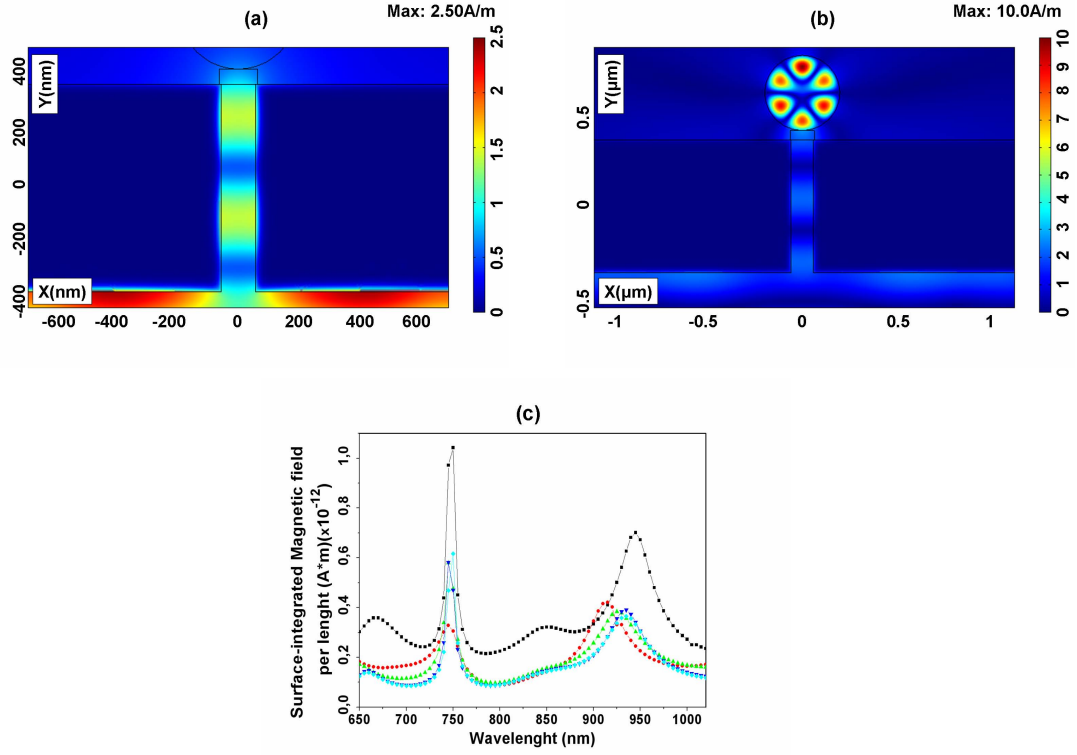


FIGURA 6.4: (a) Módulo del campo magnético (A/m) en un abertura de lámina metálica (índice de refracción $n = 0,135 + i0,275$, anchura de lámina $D = 7000nm$, grosor de lámina $h = 705nm$, anchura de rendija $d = 117,5nm$). La radiación incidente ($\lambda = 750nm$) es P-polarizada. (b) Módulo de campo magnético (A/m) en presencia de un cilindro dieléctrico (índice de refracción $n = 3,670 + i0,005$, radio $r = 200nm$) situado a $50nm$ desde el plano de salida de la abertura. Se excita el modo WGH_{31} . (c) Módulo de campo dentro del mismo cilindro dieléctrico. Cilindro aislado (sin lámina, curva negra); cilindro a una distancia vertical lámina-cilindro $dist_{lam-cil}^y = 0nm, 50nm, 100nm$ y distancia horizontal lámina - cilindro $dist_{lam-cil}^x = 0nm$ (curvas roja, verde y azul, respectivamente); y a distancias lámina-cilindro $dist_{lam-cil}^y = dist_{lam-cil}^x = 100nm$ (curva celeste). La cantidad representada frente a la longitud de onda (nm) de la onda incidente se obtiene integrando $|\mathbf{H}|$ sobre la sección recta del cilindro ($A \cdot m$). Se mide la distancia vertical desde el borde inferior del cilindro hacia el plano de salida de la abertura, mientras que la distancia horizontal se hace desde el centro del cilindro hacia el plano medio de la abertura.

cilindro es tangente a la abertura, desplazándose entonces a $\lambda = 914nm$. El factor Q en este caso no cambia mucho a medida que la partícula se mueve alrededor de la rendija, pero oscila ligeramente a un valor de 19.

6.2.3. Acoplamiento entre dos o más partículas

La Fig. 6.5 muestra el acoplamiento entre dos cilindros a polarización P, dispuestos verticalmente frente a la abertura sub- λ , manifestándose como desdoblamiento de sus picos de resonancia. La degeneración de estados se rompe en dos nuevos modos, uno a más alta longitud de onda con simetría par de su distribución espacial de intensidad de

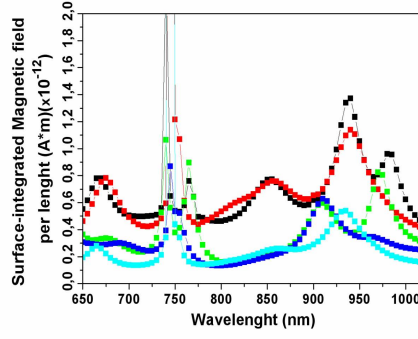


FIGURA 6.5: Módulo de campo dentro de dos cilindros dieléctricos en frente de una lámina bajo polarización P con los mismos parámetros que en en la Fig. 6.4(a) y Fig. 6.4(b). Dos cilindros aislados (sin lámina) a una distancia vertical cilindro-cilindro $dist_{cil-cil}^y = 0nm, 100nm$ (negro y rojo, respectivamente); Dos cilindros y una lámina con rendija a distancias lámina-cilindro $dist_{lam-cil}^y = dist_{lam-cil}^x = 0nm$ y distancias cilindro-cilindro $dist_{cil-cil}^y = 0nm, 100nm$ (verde y azul, respectivamente); y dos cilindros a distancias lámina-cilindro $dist_{lam-cil}^y = 100nm$ y $dist_{lam-cil}^x = 0nm$ y a una distancia vertical cilindro-cilindro $dist_{cil-cil}^y = 100nm$ (curva celeste). La cantidad representada frente a la longitud de onda (nm) de la onda incidente se obtiene integrando $|\mathbf{H}|$ sobre las secciones rectas de ambos cilindros ($A \cdot m$). La distancia vertical cilindro-abertura se mide desde la superficie del cilindro hacia el plano de salida de la abertura y la distancia horizontal desde el centro del cilindro hacia el plano medio de la abertura. La distancia vertical entre cilindros es aquélla que separa los bordes de los mismos. Los picos fuera de rango de la escala vertical son $2,30067 \cdot 10^{-12} A \cdot m$ a $\lambda = 740nm$ (curva negra), $7,96395 \cdot 10^{-12} A \cdot m$ a $\lambda = 745nm$ (curva roja) y $1,9489 \cdot 10^{-11} A \cdot m$ a $\lambda = 745nm$ (curva celeste).

campo y otro a longitud de onda más baja con simetría impar. Esto surge cuando se sitúan los cilindros suficientemente cerca el uno del otro. La presencia de la lámina reduce no sólo las amplitudes de los picos sino también su factor Q . La separación entre cilindros juega un papel diferente para cada tipo de resonancia, es decir, si es *enlazante* (longitud de onda más alta y simetría par de distribución de campo) o *antienlazante* (longitud de onda más baja y simetría impar de distribución de campo). En el primer caso el factor Q disminuye a medida que la separación aumenta, mientras que en el segundo caso, por el contrario, aumenta, lo cual concuerda con [168] acerca de la existencia de un modo enlazante de alto Q y un modo antienlazante de bajo Q a polarización S sólo cuando los cilindros están en contacto. Este es el comportamiento opuesto, aunque más atenuado, a medida que los cilindros se alejan de la rendija una distancia del orden de la separación constante entre ellos. El factor Q disminuye o aumenta a causa de la proximidad de la rendija, dependiendo de la naturaleza enlazante o antienlazante de la resonancia: compárense los picos a $\lambda = 983nm$ con factor $Q = 45$ y a $\lambda = 38nm$ con factor $Q = 28$ (curva negra, par de cilindros aislados) con los picos a $\lambda = 973nm$ con factor $Q = 34$ y a $\lambda = 909nm$ con factor $Q = 29$ (curva verde, par de cilindros junto a la lámina). Estos valores corresponden a la resonancia WGH_{21} , pero la otra resonancia (WGH_{31}) sigue el mismo comportamiento. Ahora, este efecto relaciona esta configuración con aquélla de

moléculas fotónicas [150, 152]. En efecto, es posible interpretar una cadena de cilindros, o incluso una estructura más compleja, como una molécula fotónica, lo cual demostramos a continuación.

Cuando se dibuja la distribución espacial de campo, se ve un detalle del desdoblamiento de modos en los dos cilindros junto a la rendija. El estado a longitud de onda más baja es aquél en el cual los máximos de campo de un cilindro coinciden con los mínimos en el otro cilindro mostrando así una distribución de simetría impar. Correspondientemente, el estado a longitud de onda más alta hace aparecer los máximos de campo de ambos cilindros unos frente a los otros, presentando así la distribución espacial de campo una simetría par.

6.2.4. Transmisión a través de cadenas de partículas

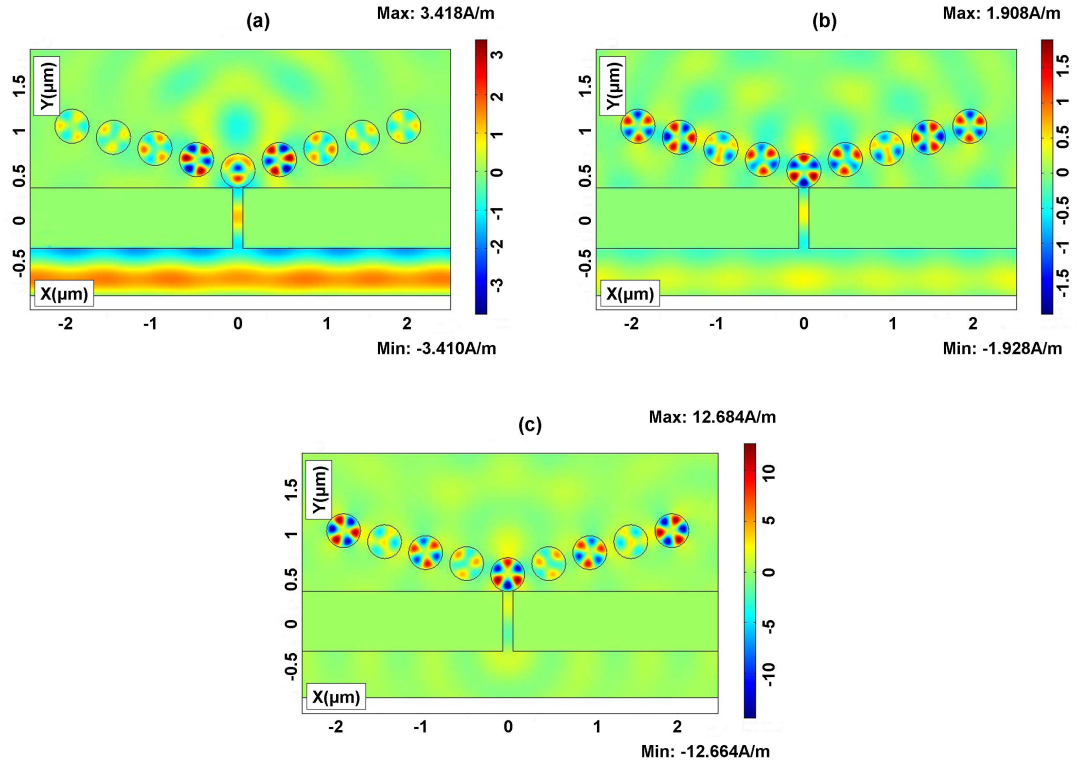


FIGURA 6.6: Componente Z del campo magnético (A/m) en una cadena bifurcada (ángulo entre cadenas en la bifurcación $\theta = 150^\circ$, distancia entre cilindros $dist_{cil-cil} = 100nm$) de nueve cilindros dieléctricos (índice de refracción $n = 3,670 + i0,005$, radio $r = 200nm$) en frente de una rendija en una lámina metálica (índice de refracción $n = 0,135 + i10,275$, anchura $D = 7000nm$, grosor $h = 705nm$, anchura de rendija $d = 117,5nm$). La distancia entre el primer cilindro y el plano de salida de la abertura es $dist_{lam-cil} = 0nm$. Polarización P. (a) Se ha excitado el modo WGH_{31} anti-enlazante ($\lambda = 742nm$); (b) Se ha excitado el modo WGH_{31} enlazante ($\lambda = 754nm$); (c) Se ha excitado el modo WGH_{31} híbrido enlazante-antienlazante ($\lambda = 749nm$).

Las Figs. 6.6(a)–6.6(c) muestran la iluminación con onda P de una cadena de cilindros dieléctricos bifurcada en frente de la abertura de la Fig. 6.4(a). Todos los parámetros de los elementos y de la onda incidente son los mismos que en el caso de un único cilindro, mostrado en la Fig. 6.4(b). Concretamente, nos encontramos cerca del pico de transmisión extraordinaria de la rendija. El cilindro en el vértice es tangente al plano de salida de la abertura. De nuevo, este cilindro “extrae” más intensidad lumínica a través de la rendija, cuando se excita su WGM, de lo que la abertura sola transmite en resonancia (cf. Fig. 6.4(a)); y la luz es transportada a los siguientes cilindros incluso aunque el régimen de estado estacionario aquí mostrado exhiba una concentración y realce de luz máximos en la primera partícula que actúa ahora como fuente para el resto de la cadena. Esta estructura, por otro lado, representa un ejemplo de molécula fotónica compleja, no sólo debido a los estados antienlazante y enlazante (cf. Fig. 6.6(a) y Fig. 6.6(b)), sino a causa de la existencia de un *estado híbrido* (véase la Fig. 6.6(c)) en la cual aparecen ahora varias áreas enlazantes y antienlazantes.

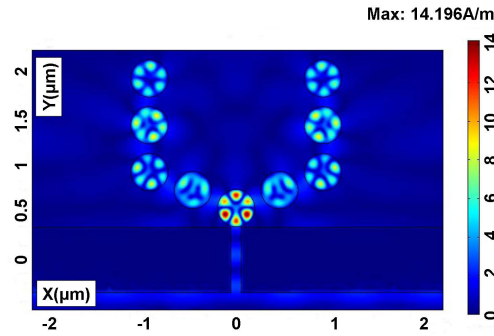


FIGURA 6.7: Módulo del campo magnético (A/m) en una cadena bifurcada (ángulo entre cadenas en la bifurcación $\theta = 135^\circ$, distancia entre cilindros $dist_{cil-cil} = 100nm$) de nueve cilindro dieléctricos (índice de refracción $n = 3,670 + i0,005$, radio $r = 200nm$) en frente de una rendija en una lámina metálica (índice de refracción $n = 0,135 + i10,275$, anchura de lámina $D = 7000nm$, grosor de lámina $h = 705nm$, anchura de rendija $d = 117,5nm$). La distancia entre el primer cilindro y el plano de salida de la abertura es $dist_{lam-cil} = 0nm$. Se ha excitado el modo WGH_{31} ($\lambda = 750nm$, polarización P).

Vemos también este tipo de transmisión realzada en presencia de codos como se muestra en el cálculo FE de la Fig. 6.7. En acuerdo con las condiciones empleadas en [216] hemos observado configuraciones óptimas para la transmisión y la concentración de WGMs en las partículas, dado un ángulo de bifurcación, para ciertos ángulos de codo y separaciones entre los cilindros, y son independientes de si la rendija supertransmite o no. Deberíamos remarcar que, aunque no se muestra aquí por brevedad, cuando se sitúa un cilindro tangente al plano de salida de la rendija, la intensidad del modo WGH_{31} es menor que cuando se sitúa a una cierta distancia de ella. Sin embargo, cuando además otros cilindros están presentes, como en el caso de las cadenas, contribuyen a reforzar y extraer

más luz a través de la rendija la cual eventualmente quedará localizada como WGMs en estos cilindros. Hemos observado también que en general la intensidad no siempre tiende a concentrarse en el primer cilindro frente a la rendija, sino que su distribución depende principalmente de la geometría. Este detalle es importante porque significa que con el diseño apropiado, puede manipularse el campo y por lo tanto obtenerse concentrada más intensamente en ciertos cilindros de las cadenas.

En este momento, se debería recordar, sin embargo, que todos los módulos de campo $|\mathbf{E}(\mathbf{r})|$ (o $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$) (o su equivalente: la intensidad) mostrados hasta ahora representan su promedio temporal: $(\langle (Re[\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)])^2 \rangle)^{1/2}$ (o $(\langle (Re[\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)])^2 \rangle)^{1/2}$) y así corresponden al estado estacionario del campo. Por otro lado, es posible desplegar la evolución temporal ya sea del campo ya sea de su intensidad a partir del comienzo de la interacción mediante cálculos FDTD. Cuando se emplea este último procedimiento, se observa lo siguiente: cuando se ilumina la rendija bien con una longitud de onda por encima de la de corte, p. ej. con polarización S tal que el campo emergente a la salida sea evanescente, como en el caso de la Fig. 6.3(a) y bajas razones d/λ , bien con polarización P en régimen de supertransmisión como en la Fig. 6.4(a), este campo se acopla con el WGM de la partícula frente a la rendija, y adicionalmente con ondas propagantes que el cilindro dispersa hacia el espacio libre. Cuando se añaden más cilindros, como en una cadena, ya sea lineal, ya sea bifurcada con o sin codos, hay acoplamiento con los WGMs de la partícula siguiente procedente de los WGMs previamente formados y de las ondas dispersadas que se propagan hacia el espacio libre. Así, cuando se alcanza el estado estacionario, la mayor parte de la intensidad lumínica se concentra en los cilindros como WGMs. Siguiendo esta conexión, si se busca un guiado puro de WGMs desde la primera partícula hasta la última de la cadena, con la mínima dispersión posible hacia el espacio libre, la configuración óptima, como se ha mostrado en trabajos anteriores (véanse [216], [233]), es el acoplamiento de las ondas evanescentes creadas mediante TIR en una interfase próxima al primer cilindro de la cadena.

La alternativa aquí propuesta es la de controlar la distribución de WGMs en las diferentes partículas del conjunto en el estado estacionario por medio de las características de transmisión de la abertura. A este respecto, cuando se ilumina la abertura a una longitud de onda de transmisión extraordinaria bajo polarización P, como se ha mostrado en los ejemplos previos, la concentración de campo una vez alcanzado el estado estacionario, dependerá de los parámetros elegidos para el conjunto y se construirá mediante los WGMs creados a partir de la primera partícula frente a la abertura y de una onda cilíndrica que, después de acoplarse con la primera partícula, se propaga en el espacio libre iluminando adicionalmente las otras partículas de la cadena y contribuyendo a la construcción de sus WGMs correspondientes (ver el cálculo FDTD mostrado en la Fig. 6.8(a)). Una vez más, el resultado en el estado estacionario es una fuerte distribución de

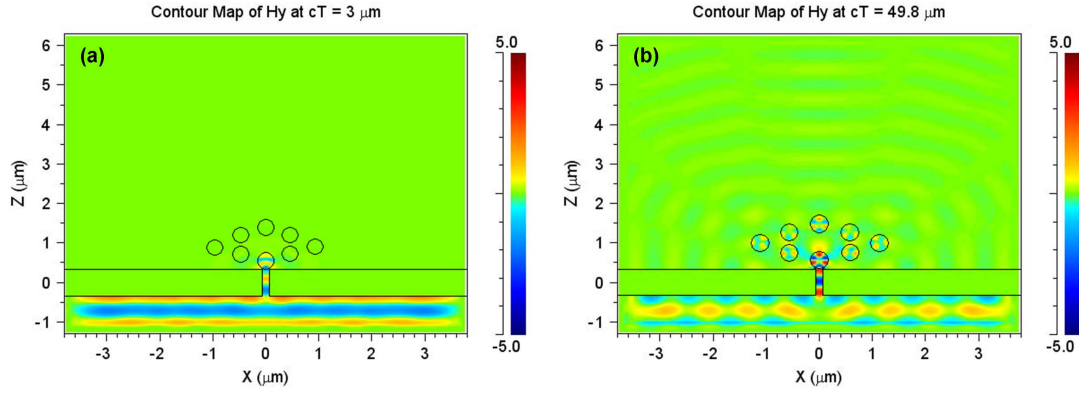


FIGURA 6.8: Simulación FDTD. Componente Z del campo magnético (A/m) a $3\mu\text{m}$ (en unidades ct) en un circuito cerrado de ocho cilindros (índice de refracción $n = 3,670 + i0,005$, radio $r = 200\text{nm}$) en frente de una abertura metálica (índice de refracción $n = 0,135 + i0,275$, anchura $D = 7000\text{nm}$, grosor $h = 705\text{nm}$, anchura de rendija $d = 117,5\text{nm}$) bajo polarización P ($\lambda = 750\text{nm}$); (ángulo entre cadenas en la bifurcación $\theta_1 = 135^\circ$, ángulo del codo $\theta_2 = 45^\circ$, $dist_{cil-cil} = 200\text{nm}$). (a) Se ha excitado el modo WGH_{31} en el primer cilindro y comienza a dispersar luz hacia el espacio libre, que más tarde alcanza los siguientes cilindros. (b) Ahora se establece completamente el modo WGH_{31} estacionario en los cilindros y el campo transmitido se concentra casi completamente en su interior.

campo en forma de WGMs en las partículas de la cadena con una mayor concentración en el interior de ciertos cilindros del conjunto y una menor distribución de intensidad en el exterior, dependiendo de los parámetros elegidos, como se muestra en la Fig. 6.8(b) en un instante de tiempo próximo al estado estacionario. Esta intensidad en las partículas resulta por lo tanto en un refuerzo de la transmisión extraordinaria que presentaría la abertura sola.

Es más, vale la pena remarcar que se iluminan conjuntos de partículas dieléctricas sobre una abertura bajo polarización S, como en la Fig. 6.3(a), y aunque no se muestra aquí por brevedad, se observa que el acoplamiento con el WGM más intenso en una partícula dada tiene una dependencia similar sobre la geometría y los parámetros elegidos. Pero, como en la Fig. 6.3(a), la distribución de campo eléctrico de las partículas más iluminadas exhibe una mayor intensidad en la región cercana exterior a éstas.

6.2.5. Efectos de la formación de haces mediante corrugación periódica en la superficie de la lámina

Se mostró en [83] que introduciendo una corrugación periódica elegida en la superficie de la lámina donde se efectúa la abertura, aparece a la longitud de onda apropiada un pico de transmisión extraordinaria con una distribución angular concentrada, similar a la de un haz que emerge de la abertura. Para ver el efecto de este fenómeno en nuestra configuración de partículas, mostramos en la Fig. 6.9 el módulo de campo magnético para

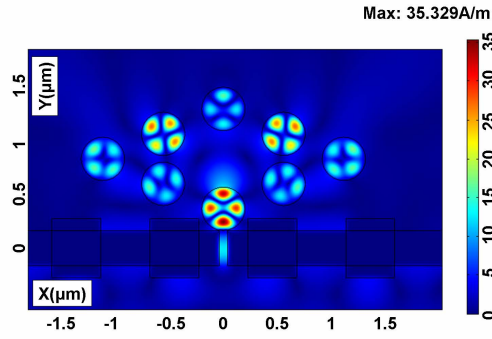


FIGURA 6.9: Simulación mediante el método de elementos finitos en el mismo rombo de cilindros de la Fig. 6.8. Ahora la abertura metálica se hace en una lámina corrugada (índice de refracción $n = 0,135 + i10,275$, anchura $D = 8113,1nm$, grosor $h = 540,9nm$, anchura de rendija $d = 72,1nm$, período de corrugación $P = 901,4nm$, profundidad de corrugación $A = 108,2nm$) e iluminación: $\lambda = 945nm$, polarización P. Se ha excitado el modo WGH_{21} .

un conjunto de 8 nanocilindros dieléctricos en formación romboidal bajo iluminación de onda P. Se introduce ahora la corrugación en la lámina con la misma estructura de rejilla que aquella de la rendija de las Figs. 2(a) y 2(d) de [83], pero con el período y la profundidad de los surcos de esa referencia ahora reescalada a nuestra geometría. El efecto de formación de haz mediante este sistema en la intensidad transmitida es la obtención de una distribución espacial de campo casi similar a aquella en ausencia de corrugación, pero con una intensidad mucho mayor dentro de las partículas (cf. un pico de 35 unidades en $|\mathbf{H}|$ en la Fig. 6.9 frente a 8 unidades en ausencia de corrugación). Por lo tanto, el efecto de la formación de haces en la onda transmitida por la rendija a causa de la corrugación en rejilla de la lámina, es el realce adicional de la intensidad transmitida dentro de las partículas resonantes. De nuevo, pueden diseñarse los parámetros para que haya una máxima concentración de intensidad en una partícula diferente; por ejemplo, en la estructura de la Fig. 6.9, la otra longitud de onda en supertransmisión $\lambda = 750nm$ produce el realce de más alto valor en el cilindro del vértice superior con modos WGH_{31} .

6.3. Conclusiones

Hemos mostrado por medio de simulaciones, basadas en los métodos de elementos finitos y FDTD, que la excitación de resonancias morfológicas de nanocilindros situados en frente de una rendija sub- λ refuerza dramáticamente la transmisión extraordinaria que la abertura produciría sola. A la inversa, la intensidad transmitida que aparece concentrada principalmente en las nanopartículas, no depende fuertemente de si la abertura se encuentra en o fuera de su régimen de transmisión realzada. Además, es posible ajustar unos parámetros del conjunto de partículas y una iluminación tales que la intensidad

transmitida se concentre en ciertos cilindros cuando se ha alcanzado el régimen estacionario.

Cuando se introduce una apropiada corrugación periódica en la lámina, la rendija supertransmite produciendo un haz emergente. Entonces, se refuerza adicionalmente la excitación de la MDR, incluso aunque se encuentren en la zona cercana de la abertura. Por lo tanto, la amplitud y la fase del frente de onda emergente que eventualmente da lugar a un haz a grandes distancias, es determinante en lo referente a los WGMs o LSPs excitados en las nanopartículas.

Todos estos resultados deberían reproducirse para partículas 3D en frente de aberturas con cualquier geometría, en particular nanoagujeros circulares, y ofrecerían nuevas posibilidades para controlar campos cercanos transmitidos en regiones nanométricas.

Capítulo 7

Propagación de modos de galería susurrante en cristales fotónicos enfrente de redes de rendijas sublongitud de onda

7.1. Introducción

Las técnicas de transporte de energía óptica, filtrado, desdoblamiento espectroscópico, realce de intensidad, confinamiento y direccionalidad de emisión, son materias con un activo desarrollo en fotónica [149, 234], [212]. Además, el estudio de estos fenómenos a escala sub- λ , ya sea en plasmónica [176, 185, 213], en elementos dieléctricos de alto índice de refracción como guías de onda resonantes acopladas (CROWs), con microcilindros o microesferas acoplados [211, 214–217, 219, 235], ya sea en sistemas híbridos [236], sugieren aplicaciones prometedoras. Por otro lado, la transmisión óptica extraordinaria, o reforzada, a través de aberturas sub- λ en láminas metálicas [77, 94, 96, 103, 222, 223, 237] ha sido una materia que ha captado mucha atención en conexión con su potencial para concentrar y detectar luz, y guiar frentes de onda. Es más, es un hecho conocido que se realiza adicionalmente la supertransmisión de una rendija al sustituirla por una red de aberturas, efectuadas en una lámina metálica [77, 94, 96, 103, 222, 223, 237].

En este capítulo se analizan los efectos de colocar un cristal fotónico (PC) [238] formado por elementos de alto índice de refracción, frente a una red de rendijas, de tal manera que cada columna del PC esté enfrente de cada rendija de la red. Se recrea una situación en la cual la propagación de luz en el PC se debe a la excitación de las resonancias dependientes

de la morfología (MDR) [131, 220] de sus elementos, y se fijan unas condiciones de iluminación tales que, al mismo tiempo, sea posible que la red de rendijas se encuentre en régimen de supertransmisión.

Se ha tratado en la literatura previamente el tema de la propagación de resonancias de Mie en un PC en lo que se refiere a su influencia sobre el tamaño y la posición de la banda prohibida del cristal [188, 191]. Se han calculado diagramas de bandas bajo diferentes aproximaciones; entre ellas, se ha empleado ampliamente el método de enlace fuerte (TB) de la física del estado sólido [239] a grandes frecuencias en las cuales la longitud de onda de la luz es comparable al tamaño de las esferas y cilindros del cristal, de tal manera que, cuando se excitan sus MDRs, constituyen el vehículo de propagación en esas bandas superiores. La localización de luz en el interior de las partículas del PC hacen apropiado el uso del método TB [188] y, por otro lado, los modos asociados a esos “orbitales localizados” tienen una baja velocidad de grupo, manifestando bandas casi planas de interés en potenciales aplicaciones. En base a la analogía con la física atómica, los cristales fotónicos en este régimen se han denominado *cristales fotónicos moleculares (MPC)* [192]. Adicionalmente, se han estudiado las propiedades transmisivas de redes de cristal fotónico formados por microesferas recubiertas, bien de silicio, bien de metal [240–244].

Desde un punto de vista cualitativo, las características esenciales de la excitación y la propagación de resonancias, son similares en PCs 2D y 3D de cilindros y esferas [188, 192], al margen de la mayor dificultad, hecho bien conocido, para observar bandas prohibidas en el último caso. Unido a esto, las resonancias 2D han mostrado [152, 224] constituir un modelo apropiado con equivalentes parámetros constitutivos efectivos en microdiscos de CROWs. Además, las distribuciones desordenadas de largos cilindros paralelos, iluminados normalmente a sus ejes, exhiben efectos interesantes como fenómenos de localización lumínica [225].

Se describen y estudian, en lo que sigue, simulaciones numéricas que muestran la propagación en MPCs 2D compuestos de cilindros dieléctricos de alta permitividad a través de la excitación de sus MDRs, confirmando e ilustrando así los hallazgos de [188, 191, 192]. Se muestra no sólo un mecanismo de salto entre cilindros vecinos debido al transporte de MDRs entre cilindros adyacentes, sino también como resultado del acoplamiento de estos MDRs con las débiles ondas difractadas desde cada uno de estos elementos, y su conversión en MDRs cuando alcanzan los cilindros. Posteriormente, se trata la interrelación entre el cristal fotónico y la red de aberturas sub- λ supertransmisoras en frente de la cual se sitúa el PC. Finalmente, se recrean los efectos de formación de haces en rejillas [83] introduciendo corrugación periódica en la lámina.

7.2. Refuerzo de la propagación de luz y la concentración de campo en cristales fotónicos iluminados a través de una red de rendijas.

7.2.1. Simulaciones numéricas.

Se consideran, como en el capítulo anterior, cilindros de Si (índice de refracción $n = 3,670 + i0,005$ a $\lambda = 919nm$) [226]. Se supone que el metal de la lámina es altamente conductor y tiene una $n = i32$. Las geometrías 2D constituyen las secciones transversales de cilindros infinitos 3D. La incidencia es normal a los ejes de los cilindros, manteniendo la componente de campo a lo largo de este eje su polarización (polarización P o TM, siguiendo el Apéndice C). Se resuelven las ecuaciones de Maxwell mediante el uso de, bien un método de elementos finitos (FE) (FEMLAB DE COMSOL, [68]), bien un procedimiento FDTD (Fullwave, [227]) [228–230] (consúltese el Apéndice A). Las características del cálculo son similares, en cuanto a polarización, condiciones de frontera, estado del sistema a simular y cantidades físicas en las cuales se presentan los resultados (consúltese el Capítulo 6), añadiendo a estas últimas distribuciones espaciales de flujo de energía promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle [J/(m \cdot s), eV/(nm \cdot s)]$.

Para calcular el diagrama de bandas, usamos BandSolve [245] de RSoft, eligiendo una tolerancia para valor principal de 10^{-8} a frecuencia reducida $a_x\omega/2\pi c$ (c y ω representan la velocidad de la luz en el vacío y la frecuencia angular del modo del PC), y efectuando, 5 pasos sobre las direcciones principales de la primera zona de Brillouin de la red. Con objeto de observar la propagación temporal de ondas, empleamos el procedimiento FDTD (consúltese la información dada en el Capítulo 6).

7.2.2. Efectos de la corrugación en una red metálica de rendijas.

Las Figs. 7.1(a) y 7.1(b) muestran la norma del campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ y el flujo de energía promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ para luz P-polarizada transmitida a través de una red de ocho rendijas cuyas dimensiones han sido escaladas de tal manera que su resonancia Rayleigh [94, 103] lleva a supertransmisión, con una alta concentración de campo y flujo de energía en el interior y más allá de las rendijas. Se completa la descripción con el campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, cuyo valor, además, se ha realizado en los vértices de entrada y salida de las rendijas (véase la Fig. 7.1(c)). Estos puntos en las esquinas muestran concentración de carga y comportamiento dipolar. Esta red es la aproximación de una rejilla de rendijas infinita, de forma que su longitud de onda resonante 950nm, (la cual se verá como picos en las curvas de cuadrados negros y círculos rojos de la Fig. 7.3(a))

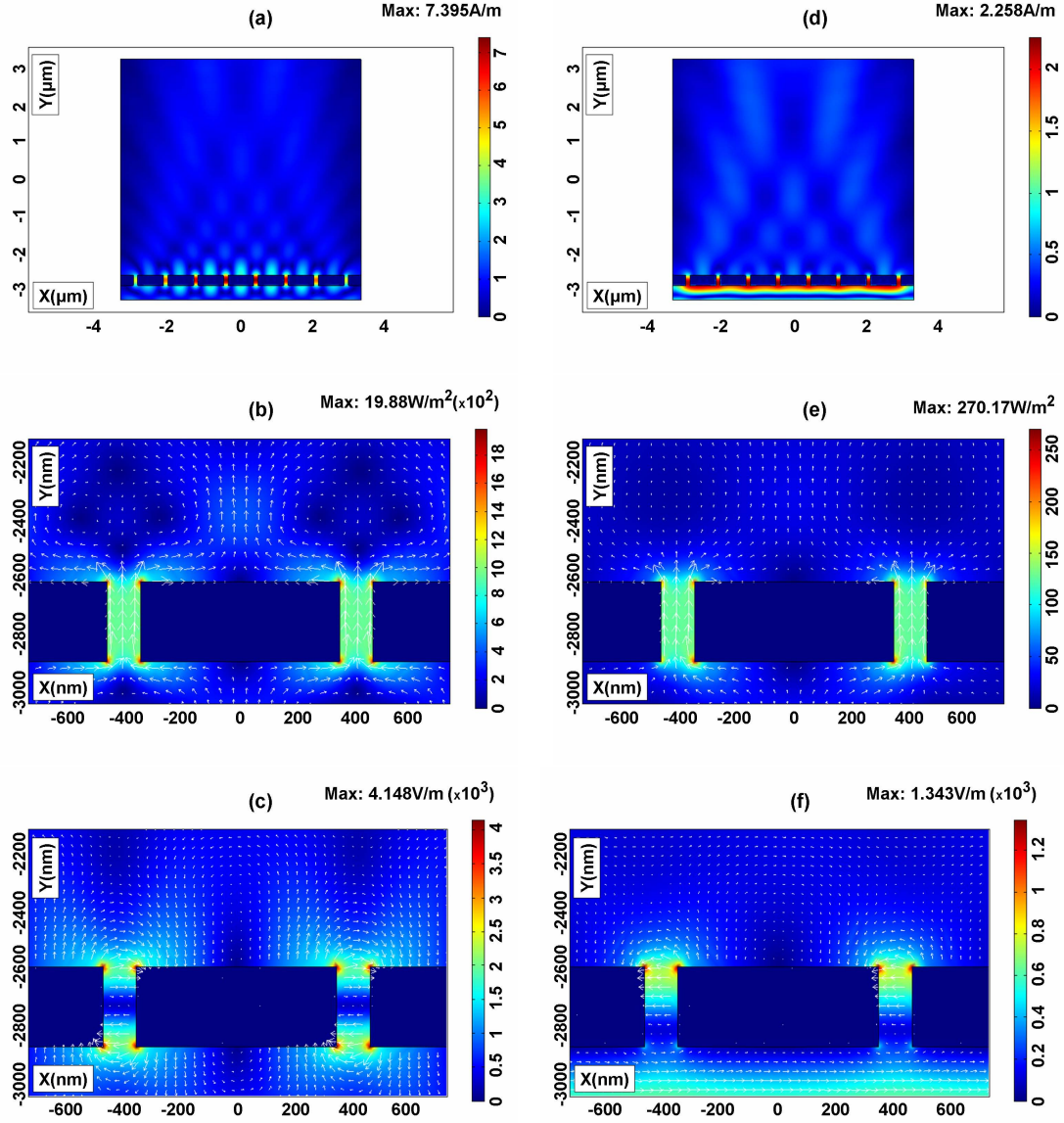


FIGURA 7.1: (a) Distribución del módulo del campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ (colores en unidades A/m) correspondiente a una red de ocho rendijas (índice de refracción $n = i32$, período $P = 826,87\text{nm}$, anchura de lámina $D = 8P$, grosor de lámina $h = 283,5\text{nm}$, anchura de rendija $d = 118,12\text{nm}$) bajo iluminación de onda P a la longitud de onda resonante $\lambda = 950\text{nm}$. (b) Detalle del flujo de energía promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ (en unidades $\text{J}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, máxima longitud de las flechas $\approx 12,41\text{KeV}/(\text{nm}^2 \cdot \text{s})$ a $\lambda = 950\text{nm}$, mínima longitud de flecha $\approx 0\text{eV}/(\text{nm}^2 \cdot \text{s})$), la norma (colores) y las componentes (flechas) se muestran a las mismas condiciones que en la Fig. 7.1(a). (c) Detalle del campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ (en unidades V/m) a $\lambda = 950\text{nm}$, sus norma (colores) y componentes (flechas), a las mismas condiciones que en la Fig. 7.1(a). (d) Distribución del módulo del campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ para la misma configuración que en la Fig. 7.1(a) iluminada a $\lambda = 1250\text{nm}$, fuera de la longitud de onda resonante. (e) Detalle del flujo de energía promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ a $\lambda = 1250\text{nm}$ (máxima longitud de las flechas $\approx 1,69\text{KeV}/(\text{nm}^2 \cdot \text{s})$, mínima longitud de las flechas $\approx 0\text{eV}/(\text{nm}^2 \cdot \text{s})$). (f) Detalle del campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ a $\lambda = 1250\text{nm}$.

más adelante), esté próxima a aquélla de la rejilla infinita. Para comparar, se muestran las mismas cantidades en las Figs. 7.1(d)–7.1(f) a una longitud de onda no resonante, $\lambda = 1250nm$, (cf. las colas en las curvas de cuadrados negros y círculos rojos de la Fig. 7.3(a)). A esta longitud de onda no resonante (véanse las Figs. 7.1(d) y 7.3(a)) casi toda la intensidad de campo magnético permanece acumulada en el área de entrada de la red debido a la reflexión, mientras que en el anterior régimen de transmisión máxima (cf. Fig. 7.1(a)), este campo, así como $\langle \mathbf{S} \rangle$ y \mathbf{E} , se concentran principalmente dentro de las aberturas y en el área junto a su salida.

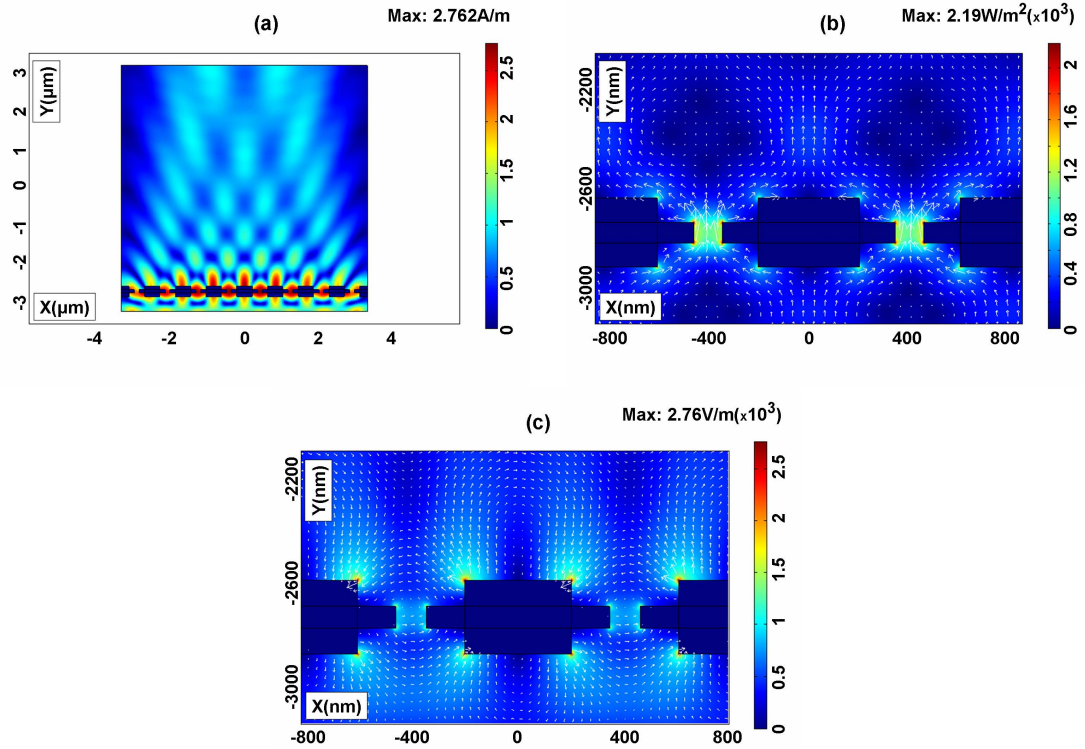


FIGURA 7.2: (a) Distribución del módulo del campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ (colores en unidades A/m) correspondiente a una red de rendijas corrugada (índice de refracción $n = i32$, período $P = 826,87nm$, anchura de lámina $D = 8P$, grosor de lámina $h = 283,5nm$, anchura de rendija $d = 118,12nm$, amplitud de corrugación $A = 99,2244nm$, período de corrugación $P = 826,87nm$) bajo iluminación de onda P a $\lambda = 900nm$. (b) Detalle del flujo de energía promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ (en unidades $J/(m^2 \cdot s)$), norma en colores y componentes en flechas (máxima longitud de las flechas $\approx 13,65KeV/(nm^2 \cdot s)$, mínima longitud de las flechas $\approx 0eV/(nm^2 \cdot s)$), a las mismas condiciones que en la Fig. 7.2(a). (c) Detalle del campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ (en unidades V/m), norma (colores) y componentes (flechas) a las mismas condiciones que en la Fig. 7.2(a).

Es bien sabido [83] que la introducción de una corrugación periódica en una lámina que contiene una abertura, realza la supertransmisión a través de un efecto de formación de haces sobre el campo, la cual actúa como un orden cero de la rejilla de corrugación. Introducir tal corrugación en la porción metálica de nuestra red de rendijas, da lugar a una doble rejilla (es decir, la de las rendijas más aquélla de la corrugación, véanse las

Figs. 7.2(a)–7.2(c)) que no refuerza la supertransmisión de la red, pero desplaza su pico hacia el azul a $\lambda = 900nm$, (véanse también las curvas de cuadrados negros y círculos rojos de la Fig. 7.3(b)), obteniéndose un $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ a la entrada y la salida de las aberturas comparable a aquél en el interior de éstas (véanse las Figs. 7.2(a)–7.2(c)).

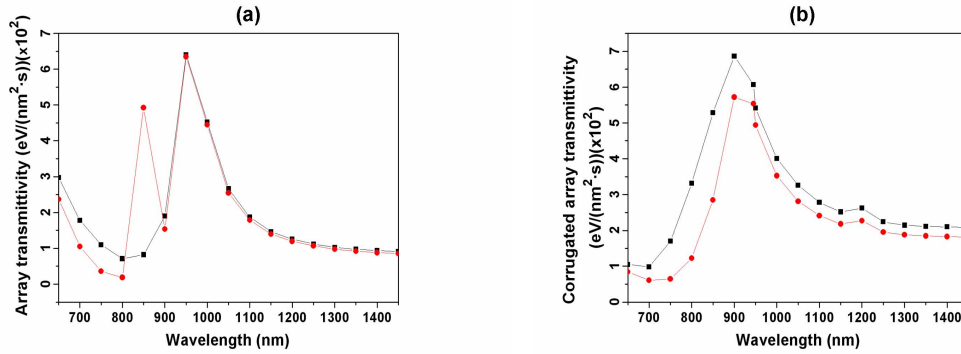


FIGURA 7.3: (a) Norma del flujo de energía promedio ($|\langle \mathbf{S} \rangle|$ en $eV/(nm^2 \cdot s)$) vs. longitud de onda (λ en nm) transmitido por una red de rendijas como en las Figs. 7.1(a)–7.1(f). (b) La misma cantidad transmitida por una red corrugada como en las Figs. 7.2(a)–7.2(c). Ambas curvas, negra con cuadrados y roja con círculos, representan la norma del flujo de energía por área circular (véase la explicación en el texto), promediada en círculos imaginarios que coincidirían con las secciones de los elementos del PC, bien en el cristal completo, bien en su última fila, respectivamente.

Al respecto de las Figs. 7.3(a) y 7.3(b) se debería explicar que los números allí mostrados se calculan mediante un promedio sobre los círculos imaginarios que coinciden con las secciones circulares de los cilindros del PC que posteriormente se colocará por encima de la red. Los cuadrados negros se usan para representar la media efectuada sobre todos los círculos, y los puntos rojos, para mostrar la media sobre los círculos de la última fila. Como tales, estos círculos son, en los cálculos de la Fig. 7.3, sólo regiones geométricas, no los cilindros reales del PC.

7.2.3. Interrelación de las bandas del cristal y la propagación de los modos de galería susurrante.

Se enfoca ahora la atención en la red 2D de cilindros dieléctricos que estudiamos aquí como modelo de cristal fotónico de celda unidad $(a_x, a_y) = (826, 87nm, 600nm)$. Se ilumina éste por medio de un haz gaussiano de anchura $\sigma = a_x/2$ y $\lambda = 1150nm$ de modo que se distinga claramente la dirección principal de propagación de la luz incidente. La Fig. 7.4(a) muestra una interesante situación de guiado de luz en forma de MDRs debido a la posición del haz entrante y la proximidad de una banda prohibida en direcciones horizontal y diagonal de anchura, $\Gamma X = (1186, 77nm - 1249, 804nm)$ y $MT = (1037, 934nm - 1139, 222nm)$, que restringe la luz a propagarse principalmente

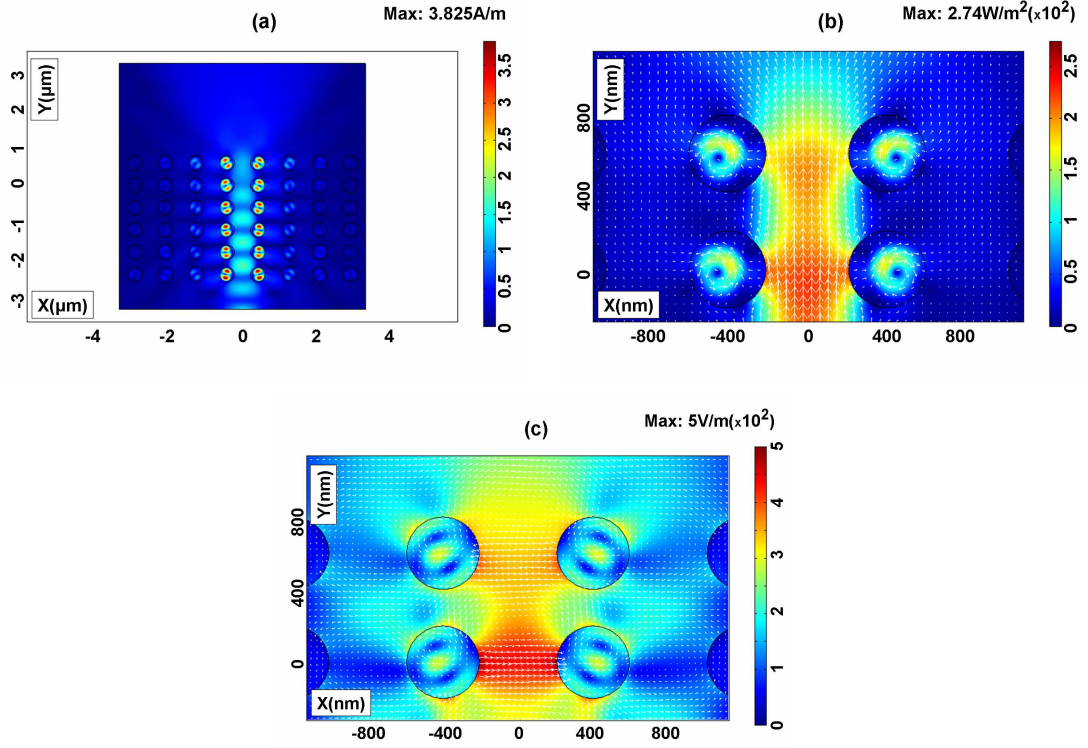


FIGURA 7.4: (a) Distribución del módulo del campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ que muestra la propagación de luz a través de un cristal fotónico rectangular 2D, (período horizontal $a_x = 826,87 \text{ nm}$, período vertical $a_y = 600 \text{ nm}$) formado por 48 cilindros (índice de refracción $n = 3,670 + i0,005$, radio de los cilindros $R = 200 \text{ nm}$) iluminado por un haz gaussiano P-polarizado (amplitud $A = 1 \text{ A/m}$, desviación típica $\sigma = a_x/2$, $\lambda = 1150 \text{ nm}$) lanzado desde el centro de la frontera inferior. (b) Detalle del flujo de energía promedio $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ (en unidades $\text{J}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$), norma en colores y componentes en flechas (máxima longitud de las flechas $\approx 1,56 \text{ KeV}/(\text{nm}^2 \cdot \text{s})$, mínima longitud de las flechas $\approx 0 \text{ eV}/(\text{nm}^2 \cdot \text{s})$) en el área central de las últimas dos filas del PC. (c) Detalle del campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ (en unidades V/m), norma (colores) y componentes (flechas), en el mismo área de la Fig. 7.4(b).

en dirección vertical. Se muestran en las Figs. 7.4(b)–7.4(c) detalles de $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ y $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, clarificando la circulación de flujo de energía (véase la Fig. 7.4(b)) y campo eléctrico de la luz (véase la Fig. 7.4(c)) en el interior de los cilindros asociados a la excitación de los WGMs (véase la Fig. 7.4(a)). Los modos resonantes WGH_{11} dentro de los cilindros se solapan ahora, obteniéndose una distribución de campo entre las dos filas verticales del centro, (la ancha resonancia WGH_{11} que aparece al aislar uno de los que componen la red de la Fig. 7.4(a) corresponde a $\lambda = 1265 \text{ nm}$) y la propagación de energía se debe al salto entre partículas de filas horizontales vecinas, como se muestra en la secuencia de las Figs. 7.5(a)–7.5(c).

El diagrama de bandas de la Fig. 7.6(a) y su detalle en la Fig. 7.6(b) explican que a la frecuencia de luz incidente elegida, la propagación se dirija principalmente a lo largo de la dirección XM vertical de acuerdo con una velocidad de grupo casi nula

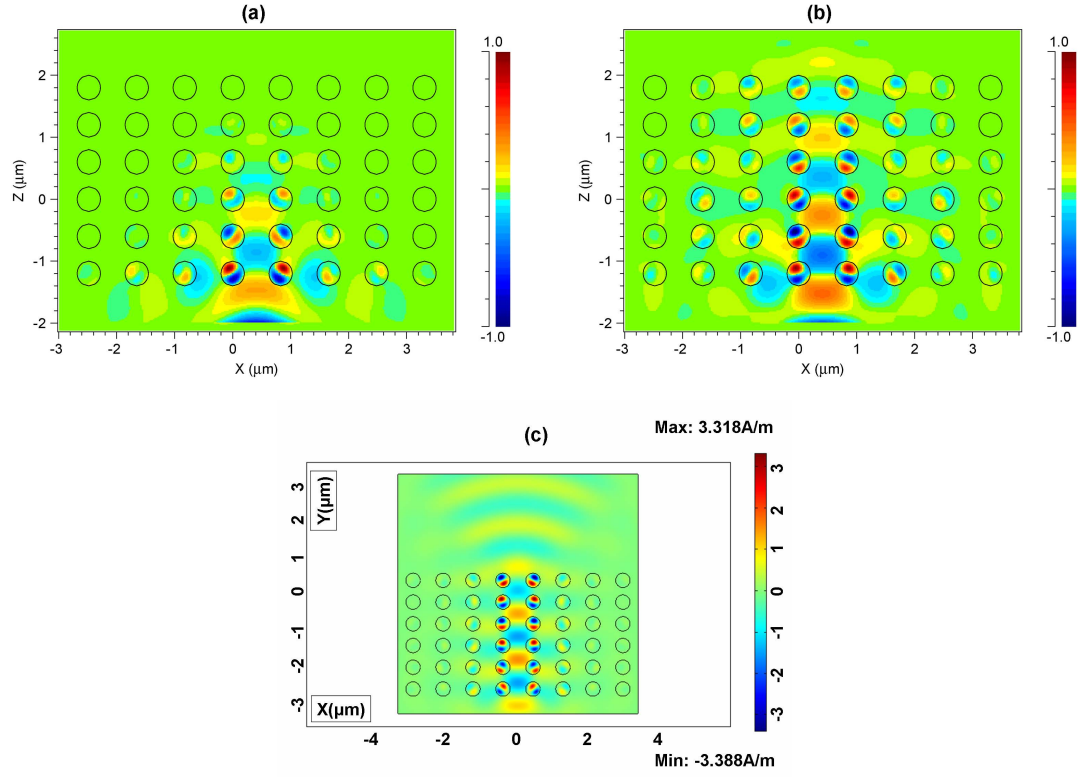


FIGURA 7.5: Propagación de luz en el tiempo mostrando la componente z del campo magnético H_z a diferentes instantáneas para el PC de las Figs. 7.4(a)–7.4(c). (a) Cálculo FDTD al tiempo equivalente $ct = 4 \mu m$ donde vemos cómo el haz de luz penetra y avanza propagándose a través del cristal mediante saltos de los MDRs. La resonancia WGH_{11} de los cilindros comienzan a formarse. (b) Cálculo FDTD al tiempo equivalente $ct = 11 \mu m$. Ahora, la luz traspasa el límite superior del cristal, y el modo guiado es claramente visible a lo largo de las dos columnas centrales del PC. (c) Cálculo FE que muestra H_z cuando se ha alcanzado el régimen estacionario. Una onda quasi-cilíndrica está ahora abandonando el cristal por su cara superior.

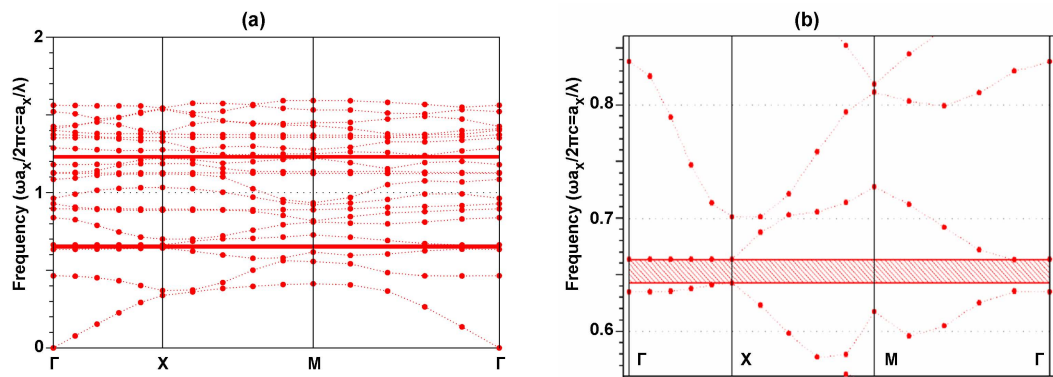


FIGURA 7.6: (a) Diagrama de bandas teórico para el cristal fotónico de las Figs. 7.4(a)–7.4(c) y 7.5(a)–7.5(c). La frecuencia de iluminación seleccionada se encuentra en la banda prohibida inferior dando lugar a la resonancia WGH_{11} del cilindro. Las bandas se calculan en unidades de frecuencia reducida, y ΓX , XM y ΓM representan las direcciones horizontal, vertical y diagonal en la celda unidad del cristal. (b) Detalle de la banda prohibida inferior de anchura $\Delta = (1251, 279 nm - 1287, 458 nm)$. a_x representa el período horizontal.

$v_g = d\omega/dk$ en las direcciones ΓX and ΓM (el campo se localiza fuertemente en las dos columnas centrales). Como se muestra, esto concuerda con la existencia de una banda plana en la dirección ΓX , en acuerdo con la interpretación de [192] referente al mecanismo propagador de salto en tal “cristal fotónico molecular”.

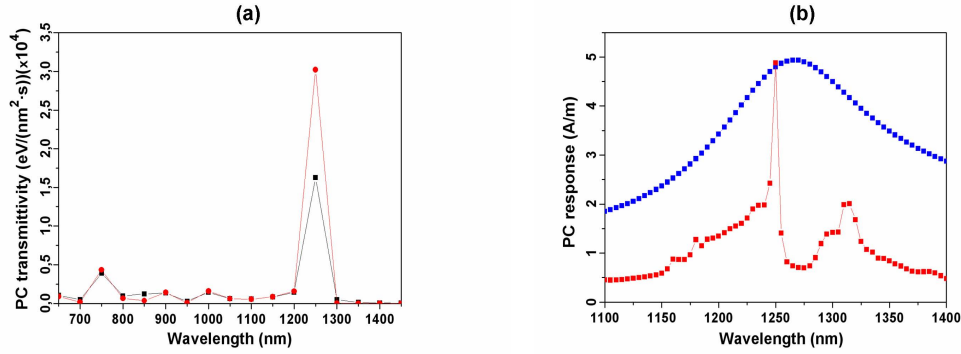


FIGURA 7.7: (a) Norma del flujo de energía promedio ($|\langle \mathbf{S} \rangle|$ en $eV/(nm^2 \cdot s)$) en el cristal de las Figs. 7.4(a)–7.4(c) frente a la longitud de onda (λ en nm). Las curvas roja con círculos y negra con cuadrados representan la norma del flujo de energía ($|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$) por cilindro, promediado sobre todos los cilindros del cristal y en la última fila de cilindros, respectivamente. (b) Detalle del pico más alto (curva roja con círculos) de la Fig. 7.7(a) a $\lambda = 1250nm$. Media de $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ (la cual crece con $|\langle \mathbf{S} \rangle|$) concentrada en los 48 cilindros del cristal (curva roja con círculos), y norma del campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ integrada en un cilindro aislado (curva azul con cuadrados).

La Fig. 7.7(a) representa la concentración de flujo energético $|\langle \mathbf{S} \rangle|$ por cilindro, tanto en el cristal completo (curva roja) como en su última fila (curva negra). Surge un pico de valor elevado debido a la excitación de la resonancia WGH_{11} (a $\lambda = 1265nm$ para una partícula aislada) en ambas curvas. Se muestra un detalle de este pico frente a la longitud de onda en la Fig. 7.7(b), esta vez para $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$, cuya variación es similar a la que ocurre en $|\langle \mathbf{S} \rangle|$. Aparece una banda prohibida XM efectiva (en dirección vertical) que se muestra aproximadamente en el mismo rango de longitudes de onda que en el diagrama de bandas de las Figs. 7.6(a) y 7.6(b). Otros picos aparecen para este PC solo, a $\lambda = 750nm$ y $\lambda = 900nm$, relacionados con las resonancias WGH_{31} y WGH_{21} respectivamente. La Fig. 7.7(b) muestra también $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ en un cilindro aislado, lo cual manifiesta los cambios en cuanto a longitudes de onda resonantes introducidos por la presencia colectiva de todos los cilindros del PC.

La Fig. 7.8 es un ejemplo del aspecto que presenta la propagación a través del PC en la banda prohibida predicha tanto por el diagrama de bandas (Figs. 7.6(a) y 7.6(b)) como por las simulaciones (Figs. 7.7(a) and 7.7(b)). Aunque se excita claramente la resonancia WGH_{11} ($\lambda = 1265nm$ para una partícula aislada en la Fig. 7.7(b)), su propagación no es posible debido a la banda prohibida del PC a esa longitud de onda (véanse las Figs. 7.6(b) y 7.7(b)).

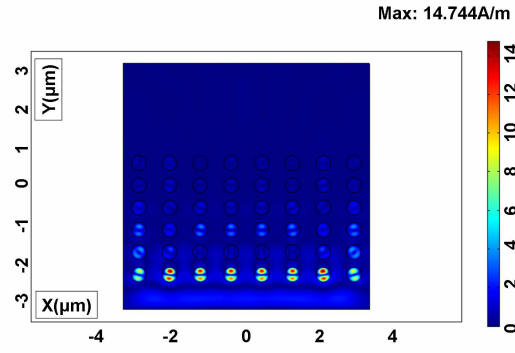


FIGURA 7.8: Distribución de la norma del campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ (en unidades A/m) que se propaga a través de un PC de cilindros como en las Figs. 7.4(a)–7.4(c), iluminado por una onda plana P-polarizada a $\lambda = 1265nm$.

7.2.4. Interrelación de la transmisión de luz en una red de rendijas con las resonancias morfológicas en el cristal fotónico.

Se analiza ahora el efecto del MDR excitado en los elementos del cristal fotónico y de las bandas prohibidas de éste sobre las características transmisivas de una red de aberturas sub- λ ; incluyendo además el caso en el cual esta red se encuentra en régimen de transmisión extraordinaria.

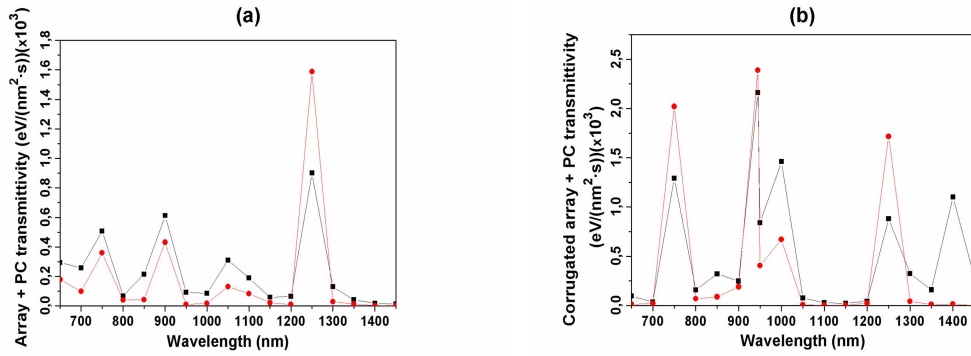


FIGURA 7.9: (a) Norma del flujo de energía promedio ($|\langle \mathbf{S} \rangle|$ en unidades $eV/(nm^2 \cdot s)$) frente a la longitud de onda (λ en nm) para el sistema formado por el PC en frente de la red de rendijas de las Figs. 7.1(a)–7.1(f). (b) La misma cantidad para el PC en frente de una red de rendijas corrugada (véanse las Figs. 7.2(a)–7.2(c)). Ambas curvas negras con cuadrados representan la norma del flujo de energía ($|\langle \mathbf{S} \rangle|$) por cilindro, promediado en el cristal completo. Las curvas rojas con círculos corresponden a la media efectuada sobre la última fila del PC.

Las Figs. 7.9(a) y 7.9(b) muestran la concentración de campo y la energía transmitida en los cilindros del PC, en presencia de una lámina con rendijas, bien plana, bien corrugada. Los picos de la Fig. 7.9(a) se corresponden con aquéllos de la Fig. 7.7(a), pero no con los de la Fig. 7.3(a). Muestran que las máximas transmisión y concentración en los cilindros ocurre a las longitudes de onda a las cuales la concentración en los cilindros del PC en

ausencia de la lámina era mayor. Por lo tanto, la respuesta del PC domina, en lo que respecta a energía transmitida y concentrada en los elementos del PC, sobre aquella de la red de rendijas. Por otro lado, una comparación de la Fig. 7.9(b) con la Fig. 7.3(b) muestra que la presencia de la red corrugada produce una variación en los picos del PC.

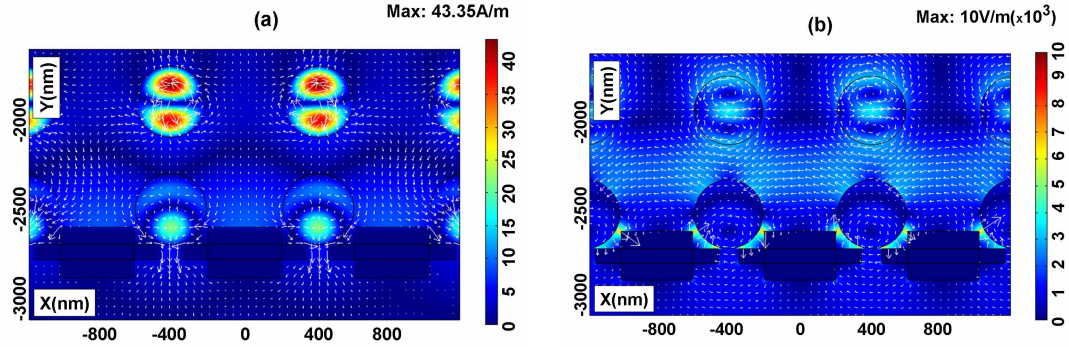


FIGURA 7.10: Detalle de las primeras dos filas en presencia de la red de rendijas corrugada ($\lambda = 1265nm$). (a) Detalle de la norma del campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ (colores en A/m) y el flujo de energía promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ (flechas en $J/(m^2 \cdot s)$, máxima longitud de flecha $\approx 6,24 KeV/(nm^2 \cdot s)$, mínima longitud de flecha $\approx 0eV/(nm^2 \cdot s)$). (b) Detalle de la magnitud y las componentes (se muestran flechas) del campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ (en unidades V/m) en la misma región.

Las Figs. 7.10(a) y 7.10(b) son imágenes que muestran el efecto de colocar la red de rendijas corrugada de las Figs. 7.2(a)–7.2(c) en frente de este PC. Ahora, se excita el modo WGH_{11} en los cilindros con un $|\mathbf{H}|$ reforzado y concentrado en su interior, siendo 15 veces mayor que el $|\mathbf{H}|$ transmitido a la salida de las aberturas en el caso de la red de rendijas en ausencia del PC (cf. Fig. 7.2(a)). Además, el campo eléctrico por encima de las aberturas y en la segunda fila de cilindros, es más de 3 veces mayor que el existente cuando la lámina se encuentra sola (véase la Fig. 7.2(c)). Añadido a esto, hay transferencia de energía a la segunda fila, en contraste con el resultado del cristal sin lámina (compárese con la Fig. 7.8). Esto es una consecuencia de la combinación entre la excitación de la resonancia WGH_{11} en el cristal y su banda prohibida (véanse las Figs. 7.6(a) y 7.6(b)).

Con una elección apropiada de longitud de onda, es posible que la presencia del PC realce en gran medida la transmisión de la red de rendijas a través de los elementos del cristal hasta la última fila. Esto se ilustra en las Figs. 7.11(a) y 7.11(b), en las cuales el PC se sitúa en frente de la red de rendijas de las Figs. 7.1(a)–7.1(f), y la iluminación es idéntica a la anterior: una onda plana P-polarizada a $\lambda = 1250nm$, la cual, recordando las Figs. 7.1(d)–7.1(f), no era una resonancia de transmisión de esta red en ausencia del PC. Ahora, con el cristal, la energía transmitida a través de la red se propaga mediante un proceso de salto hasta la última fila del PC, con alta concentración de energía en todos los cilindros. $|\mathbf{H}|$ and $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ son casi 10 y 2 veces, respectivamente, mayores

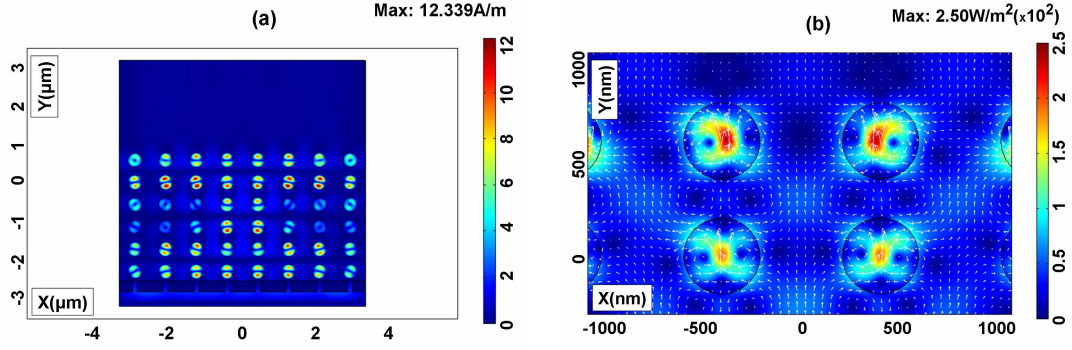


FIGURA 7.11: (a) Distribución de la norma del campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ (colores en unidades A/m) cuando la red de rendijas de las Figs. 7.1(a)–7.1(f) tiene el PC de las Figs. 7.4(a)–7.4(c) en frente, y se ilumina el sistema mediante una onda plana P-polarizada ($\lambda = 1250nm$). (b) Detalle en las dos últimas filas del PC de la norma y las componentes (máxima longitud de flecha $\approx 1,56 KeV/(nm^2 \cdot s)$, mínima longitud de flecha $\approx 0eV/(nm^2 \cdot s)$) del flujo de energía promediado temporalmente ($\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ en unidades $J/(m^2 \cdot s)$). Se aprecia la circulación curvada de $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$.

en los cilindros que sus correspondientes valores a la salida de las rendijas iluminadas sin el PC, (compárese con las Figs. 7.1(d) y 7.1(e)). La iluminación de las rendijas en presencia del cristal a la longitud de onda de transmisión resonante de la red sola, (cf. Figs. 7.1(a)–(c)), no produce efectos comparables, confirmando así el papel dominante del PC sobre la red en lo que respecta a transmisión y propagación, (véase también la Fig. 7.9(a)), aplicándose esto igualmente al caso de la red corrugada, (cf. Fig. 7.9(b)).

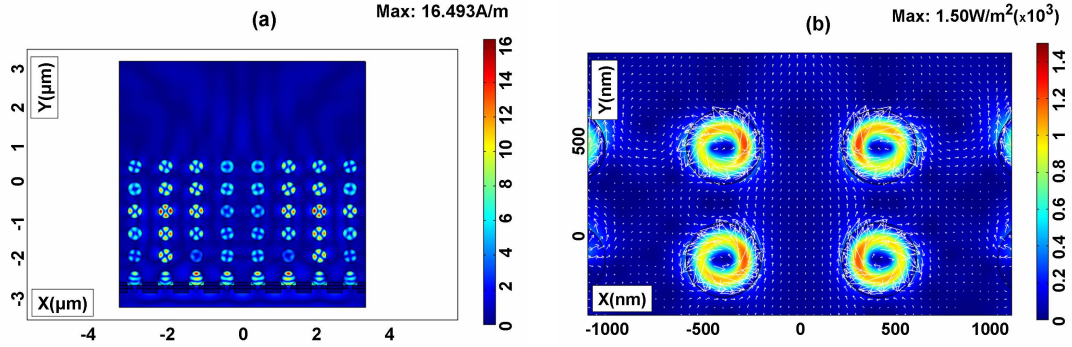


FIGURA 7.12: (a) Distribución de la norma del campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ (colores en unidades A/m) que muestra la propagación a través del PC de las Figs. 7.4(a)–7.4(f) en presencia de la red de rendijas corrugada de las Figs. 7.2(a)–7.2(c), iluminados por una onda plana P-polarizada cercana a la longitud de onda resonante de la red $\lambda = 945nm$. (b) Detalle, en las dos últimas filas del PC, de la norma en colores y las componentes en flechas (máxima longitud de flecha $\approx 7,49 KeV/(nm^2 \cdot s)$, mínima longitud de flecha $\approx 0eV/(nm^2 \cdot s)$) del flujo de energía promediado temporalmente ($\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ en unidades $J/(m^2 \cdot s)$) a las mismas condiciones que en la Fig. 7.12(a).

A un régimen de transmisión al cual la resonancia del PC sea cercana a la de la red de rendijas, (compárese el pico de $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ a $\lambda = 900nm$ en la Fig. 7.7(a) para el cristal

sin red con el máximo a $\lambda = 900nm$ en la Fig. 7.3(b) para la red corrugada sin PC), y en el cual el diagrama de bandas permite la propagación a través del PC, hay transmisión reforzada hasta la última fila del cristal a una longitud de onda próxima. Se ve esto al comparar los dos picos mencionados anteriormente con aquél de $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ a $\lambda = 945$ en la Fig. 7.9(b) para el sistema combinado: red corrugada más PC, (hacemos notar que la presencia de ambos sistemas desplaza ligeramente al rojo la resultante frecuencia resonante). El flujo promedio de energía se transmite por medio de la resonancia hasta la última fila del cristal y adquiere, en los elementos del PC, valores son alrededor del doble de los que se alcanzan en las proximidades de las salidas de las rendijas sin PC. Los refuerzos en $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ son incluso mayores. Se muestran las imágenes de esta configuración en las Figs. 7.12(a) y 7.12(b).

7.3. Conclusiones

Por medio del método de elementos finitos y simulaciones FDTD, hemos mostrado cómo la combinación de redes de rendijas y cristales fotónicos a longitudes de onda cercanas a la excitación de las resonancias de Mie de los elementos del PC, da lugar a nuevos e interesantes fenómenos en las características transmisivas del sistema.

Hemos mostrado e ilustrado la propagación en un PC dieléctrico 2D mediante la excitación de los MDRs de sus componentes cilíndricos, con un confinamiento dominante de la energía transportada en forma de modos de galería susurrante que se acoplan y saltan entre filas adyacentes. Estas ilustraciones apoyan las teorías de transporte de luz a través de MDRs en PCs. Añadido a esto, y en particular, hemos mostrado cómo con una elección apropiada de parámetros podemos obtener un interesante mecanismo de guía de ondas a través de estas resonancias de Mie para un haz incidente sobre el cristal.

Cuando un cristal fotónico se sitúa hacia el lado de transmisión de la red metálica de rendijas, le es posible extraer e incluso realzar la luz que pasa a través de la red si la longitud de onda de la iluminación se encuentra cerca de aquélla de excitación de los MDRs del PC. Si las rendijas presentan transmisión extraordinaria cerca de esa longitud de onda, hay una combinación de ambos efectos en el sistema: red más PC a una longitud de onda cercana, la cual se hace ahora resonante para este sistema combinado. Un diseño conveniente del PC, eligiendo sus parámetros y aquéllos del haz incidente, gobierna la banda prohibida, la transmisión, el refuerzo y el confinamiento de energía en los elementos deseados del PC a través de sus modos de galería susurrante, y puede posiblemente ofrecer aplicaciones para controlar la propagación de luz a nano- y micro-escala.

Estos hechos deberían estimular trabajo experimental, ya que los efectos aquí mostrados constituirían la base de interesantes dispositivos ópticos en lo que respecta a transporte, filtrado y concentración de luz.

Capítulo 8

Propagación de plasmones superficiales localizados en conjuntos de nanocilindros metálicos a la salida de rendijas de anchura menor que la longitud de onda

8.1. Introducción

Los plasmones excitados en nanopartículas metálicas [176] disfrutan de potencial como elementos de redes nanoópticas. Estos modos resonantes surgen de la excitación de oscilaciones coherentes de los electrones que se encuentran en las banda de conducción del metal, localizadas en la superficie de estas partículas. El fuerte acoplamiento de luz lleva a su absorción y confinamiento espacial a escala nanométrica, lo cual resulta en grandes realces locales de las intensidades de campo electromagnético. Se han estudiado intensivamente ensamblajes de cadenas de partículas [185]. Esto provee de control de transmisión, manipulación y selección de señales ópticas a nanoescala [246]. Añadido a esto, se han estudiado nanopartículas dieléctricas [247] o metálicas [248] en microdiscos en conexión con la mutua perturbación de sus resonancias, tales como desdoblamiento y modificación de modos contrapropagantes *whispering gallery mode* (WGM) y su análisis

en la cavidad, o con el control de las propiedades radiativas de la nanopartícula debidas a los WGMs de la cavidad [249].

Relacionado de alguna manera con lo anterior, el fenómeno conocido como transmisión óptica reforzada a través de aberturas sub- λ , solas o bien formando una rejilla, [223], ha recibido mucha atención en conexión con su potencial aplicación en guiado de frentes de onda, concentración y detección de luz. Las resonancias dependientes de la morfología (MDR) juegan un papel importante en el fenómeno anteriormente mencionado. Influyen además en el tamaño y la posición de la banda prohibida de los *cristales fotónicos* (PC), [191]. De este modo, las resonancias de Mie de las partículas que forman el PC constituyen el vehículo para la propagación y el refuerzo de luz en las bandas superiores de los llamados *cristales fotónicos moleculares* [192]. Por otro lado, en lo referente a PCs metálicos, hay ciertas ventajas de fabricación, como sus reducidos tamaño y peso, métodos de producción más fáciles y bajo coste, así como el hecho de que se han estudiado PCs metálicos de bajas pérdidas [202]. Es más, se han desarrollado muchas aplicaciones para estas estructuras, tales como guiado de ondas [200, 201, 205, 206], acoplamiento entre plasmones y modos de guía de ondas [250], control de transmisión lumínica [199], termovoltáica y emisión de cuerpo negro [204, 207], y efecto de lente [198].

Se han acometido estudios con el objetivo de incrementar la eficiencia de la supertransmisión de aberturas reforzando la energía del campo incidente. Se ha conseguido esto en diferentes regiones de longitud de onda excitando resonancias en una partícula o una estructura situada cerca de la entrada de la abertura. Entre las diversas configuraciones se incluyen metamateriales, resonadores de anillo seccionado, o plasmones de nanocilindros y nanojets, (véanse [251] y las referencias allí indicadas).

En este capítulo se tratan conjuntos de partículas metálicas situadas a la salida de aberturas. En contraste con [251], ya que estas nanopartículas se encuentran al otro lado de la lámina, no refuerzan el campo incidente sobre las aberturas. Se intenta así responder dos preguntas: (1) cuál es el efecto de la presencia de partículas metálicas, en las cuales se excitan plasmones, sobre la zona de transmisión de una abertura sub- λ que está supertransmitiendo? Realzan o inhiben estas partículas esta supertransmisión?; y (2) cómo se propaga el flujo energético de la luz transmitida por esta rendija, (o rendijas), a través de estos conjuntos de partículas?.

Se presenta un estudio mediante simulaciones numéricas que muestra nuevos efectos en configuraciones de nanopartículas metálicas plasmónicas cerca de la salida de rendijas sub- λ supertransmisoras practicadas en una lámina gruesa. Se lleva a cabo éste en 2D pero las características esenciales observadas respecto a transmisión realzada, acoplamiento de resonancias y transporte de luz se obtienen de una forma similar en 3D [134, 211]. Además, esta geometría 2D constituye un buen modelo, con equivalentes

parámetros constitutivos efectivos, para microdiscos [152, 224]. Es más, tal configuración es adecuada para tratar con estructuras de largos nanocilindros paralelos en PCs o metamateriales 2D [41]. Se trabaja con plasmones superficiales localizados de nanocilindros metálicos [136], viendo así el comportamiento de la concentración de luz y la eficiencia de realce del campo transmitido en esta clase de conjuntos de partículas, (lo cual se maximiza cuando la configuración del conjunto presenta propiedades de emisión similares a aquéllas de una nanoantena).

Cálculos más avanzados tratan de conjuntos tales como cadenas lineales y bifurcadas de nanocilindros, teniendo en cuenta adicionalmente el paso natural desde cadenas de partículas, colocadas unas junto a las otras, hacia una geometría de *crisales fotónicas* (PC) situado tras una red metálica de rendijas. De esta manera, diseñamos un método de colimación y acoplamiento de luz desde el espacio libre hacia la superficie de las partículas, situándolas junto a las rendijas. Estas simulaciones numéricas permiten estudiar los efectos que surgen en el campo cercano referentes a transmisión extraordinaria en las rendijas y excitación de plasmones en estas partículas metálicas; y ya que los cálculos son exactos, constituyen un diseño fiable de futuros experimentos que pueden efectuarse en 2D o 3D.

A este respecto, nuestros cálculos indican que mientras la nanoabertura se comporta como un colimador que transmite luz hacia las nanopartículas, el papel fundamental concerniente a refuerzo y concentración de campo, corresponde a la excitación del plasmón de partícula el cual se acopla con los MDRs de la rendija. Se estudia esto en profundidad disponiendo primero la configuración simple de una única nanopartícula metálica a la salida de una nanoabertura, y extendiendo después estas observaciones a conjuntos más complejos que incluyen cadenas y PCs de partículas. En estas últimas configuraciones tomamos ventaja de la excitación de plasmones dipolares.

8.2. Transmisión a través de una nanorendija dirigida hacia nanopartículas metálicas

8.2.1. Procedimientos numéricos

De aquí en adelante, se toman todos los índices de refracción en uso de las Refs. [252] y [226]. Se consideran todas las partículas en este estudio de plata (*Ag*), (índice de refracción $n = 0,188 + i1,610$ a $\lambda = 366nm$ y $n = 0,233 + i1,27$ a $\lambda = 346nm$) a causa de su rico espectro plasmónico en el ultravioleta cercano. Sin embargo, debería insistirse aquí en que se hace esto con la finalidad de ilustrar los efectos, y en que pueden utilizarse otros materiales de la clase de los metales nobles.

Ya que la lámina es más gruesa de lo usual en experimentos de supertransmisión, con la intención de que las paredes de las rendijas presenten una alta reflexión y profundidades de penetración y pérdidas lo más bajas posible, se toma tungsteno (W) (índice de refracción $n = 3,40 + i2,65$ a $\lambda = 366nm$ y $n = 3,15 + i2,68$ a $\lambda = 346nm$) como metal de la lámina. Debería remarcarse en este punto que, idealmente, una lámina quasi-perfectamente conductora exhibiría los efectos supertransmisivos bajo estudio más pronunciados; pero si se efectúan experimentos con láminas más finas, es posible emplear otros materiales, como metales nobles: Al , Au or Ag . Además, al contrario de las películas de metales nobles, la lámina de W es dieléctrica a las frecuencias aquí empleadas, y por lo tanto no presentan polaritones de plasmón superficial (SPPs). De todos modos, nótese que en contraste a las interpretaciones iniciales, se ha probado [103, 223, 253] que el fenómeno de supertransmisión mediante aberturas sub- λ no requiere SPPs de lámina sino otro tipo de resonancias tales como los MDRs de la abertura, resonancias de Fabry-Pérot, o alguna clase de anomalías de Wood en redes de tales aberturas, como aquéllas que aparecen a longitudes de onda de Rayleigh, es decir, justo cuando un modo propagante de la rejilla se convierte en evanescente [103, 253, 254].

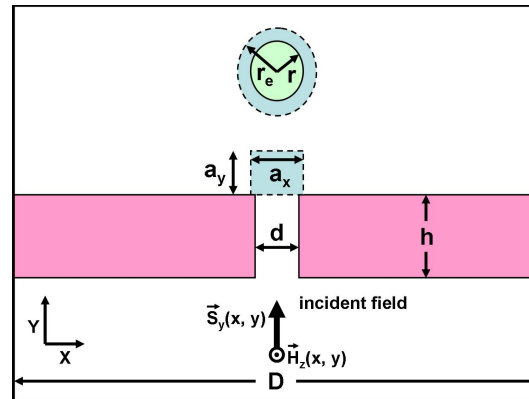


FIGURA 8.1: Ilustración esquemática de la geometría de cálculo: Una onda plana incidente P-polarizada con vector magnético \mathbf{H}_z y vector de Poynting \mathbf{S}_y alcanza una lámina de W de anchura D y grosor h , que contiene una abertura de anchura d . Se evalúa la intensidad transmitida en un monitor rectangular $a_x \times a_y$. Sin embargo, cuando se coloca un cilindro de radio r , se evalúa ésta en un anillo de radio exterior $r_e = (9/8)r$.

Se previene de la despolarización lanzando sobre la abertura haces de luz linealmente polarizada de perfil rectangular, siendo sus anchuras la de la ventana de simulación, (la última coincide siempre con la anchura de lámina D ; así estos haces se comportan como ondas planas en el dominio de cálculo). La dirección de propagación de tales haces es normalmente incidente al eje de los cilindros infinitos, y apunta hacia arriba en todas las ventanas de las magnitudes calculadas a mostrar en este trabajo. Se presenta un diagrama esquemático de la geometría de cálculo en la Fig. 8.1.

A las longitudes de onda de iluminación, se han elegido parámetros geométricos de las rendijas a , o cerca de, aquéllos valores que maximizan su transmisión de luz. Lo mismo

se aplica a las distancias entre cada conjunto de partículas y el plano de salida de las rendijas.

Como en capítulos anteriores, las ecuaciones de Maxwell se resuelven usando un método de elementos finitos (FE) (FEMLAB de COMSOL, [68]) [229] (consúltese el Apéndice A). Las características del cálculo son similares en cuanto a condiciones de frontera, estado del sistema a simular y cantidades físicas en las cuales se presentan los resultados (consúltese el capítulo 7).

Siempre seleccionamos, siguiendo la nomenclatura dada en el Apéndice C, ondas incidentes P-polarizadas (TM) para buscar transmisión extraordinaria en las rendijas 2D (las ondas S-polarizadas, TE, no producen tal fenómeno en rendijas sub- λ 2D, [103, 231]). Se expresan por lo tanto los resultados en términos del vector magnético $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ el cual se encuentra dirigido a lo largo del eje OZ de los cilindros, el vector eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ y el flujo de energía promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$, siendo estos dos últimos transversales, es decir, descansando en el plano de las imágenes a mostrar a continuación, (see Fig. 8.1). El campo incidente es una onda plana $\mathbf{H}(x, y) = \mathbf{H}_0 \exp[i((2\pi/\lambda)y - \omega t)]$ de amplitud unidad $\mathbf{H}_0 = 1 \text{ A/m}$ (SI), la cual se corresponde a $\langle \mathbf{S} \rangle \approx 190 \text{ W/(m}^2\text{)}$.

Finalmente, la nomenclatura seguida para clasificar las resonancias plasmónicas (LSP:TM_{*i,j*}) de los cilindros se usaran los subíndices (*i, j*), representando *i* and *j* sus órdenes angular *i*-th y radial *j*-th, respectivamente.

8.2.2. Una partícula metálica tras una nanorendija

El fenómeno del realce de transmisión de campo a través de una abertura sub- λ mediante la excitación de resonancias plasmónicas en partículas metálicas cercanas, se estudia comparándola con la transmisión a través de la rendija sola, practicada en una lámina metálica. Elegimos $\lambda = 364,7 \text{ nm}$ para la onda incidente, donde la abertura sola es supertransmisora. Debería tenerse en mente, sin embargo, que a esta longitud de onda prefijada, la presencia de la partícula, o de conjuntos de partículas, alteraría ligeramente los parámetros geométricos a los cuales la rendija presenta un pico de transmitancia. Por esta razón, hemos seleccionado valores cercanos, pero no exactamente iguales, a estos parámetros cuando los cilindros están presentes.

La Fig. 8.2 muestra un diagrama de la intensidad transmitida, P-polarizada, por la abertura sola en términos de su anchura *d* para varios grosores *h*. Se ve que hay un valor óptimo de estos parámetros para la supertransmisión de la rendija a la longitud de onda elegida $\lambda = 364,7 \text{ nm}$. Como se muestra seguidamente, esta clase de picos corresponde a

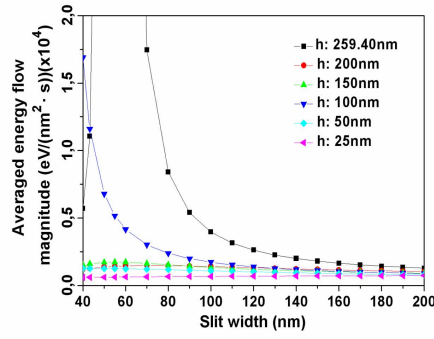


FIGURA 8.2: Variación del flujo promedio de energía $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ (en unidades $\text{eV}/(\text{nm}^2 \cdot \text{s})$), transmitido por la rendija de la lámina de W ($n = 3,39 + i2,66$; $\lambda = 364,7\text{nm}$) frente a su anchura, iluminada por una onda plana P-polarizada cerca de una de sus MDR. Cada curva de color corresponde a un grosor de lámina diferente. El pico más elevado (fuera de escala en este gráfico) ocurre a la anchura de rendija: $d = 55\text{nm}$, grosor de lámina $h = 259,4\text{nm}$, y tiene un valor en su ordenada igual a $3,5 \cdot 10^5 \text{eV}/(\text{nm}^2 \cdot \text{s})$. Se han efectuado los valores medios sobre el monitor rectangular a la salida de la rendija, (see Fig. 8.1), de área: $S = 1,76 \cdot d(\text{nm}) \times 54,09\text{nm} = 95,09 \cdot d(\text{nm}^2)$.

modos en la abertura que representan MDRs de la rendija, y que debido al gran grosor de aquélla, no frecuente, además se mezclan con sus modos de guías de ondas.

Tanto la Fig. 8.3(a) como la Fig. 8.3(b) muestran la distribución de magnitud de campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ y flujo de energía promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ en la rendija que produce el pico de supertransmisión de la Fig. 8.2, por ejemplo aquélla con $d = 55\text{nm}$ y $h = 259,4\text{nm}$. Estas distribuciones muestran dos características interesantes: primero, la mezcla entre modos principales de guía de ondas y MDR, y segundo, el cambio de dirección del flujo energético, desde la región inferior de la abertura a la cual se refleja la energía parcialmente, hasta la región superior de la rendija donde se manifiesta la transmisión de ésta.

Este cambio de orientación del flujo de energía queda evidenciado en la Fig. 8.3(c) como un potencial punto silla debido al cambio de signo del campo magnético $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ en el interior de la rendija. Por otro lado, la Fig. 8.3(d) exhibe el campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, el cual presenta una fuerte concentración de carga y una configuración resultante de patrón dipolar en las esquinas tanto de la entrada como de la salida de la rendija, (véanse en esta figura los dos pares de vértices, superiores e inferiores, de la abertura). A este respecto, nótese que estos picos de carga en la abertura de la lámina de W se deben a cargas de polarización, por ejemplo a cargas ligadas, las cuales se sabe que juegan un papel importante en los refuerzos de campo [255].

Incidentalmente, creemos que esta alta concentración de intensidad en los bordes de la salida de la abertura es la responsable de la existencia de fuerzas ópticas de gradiente

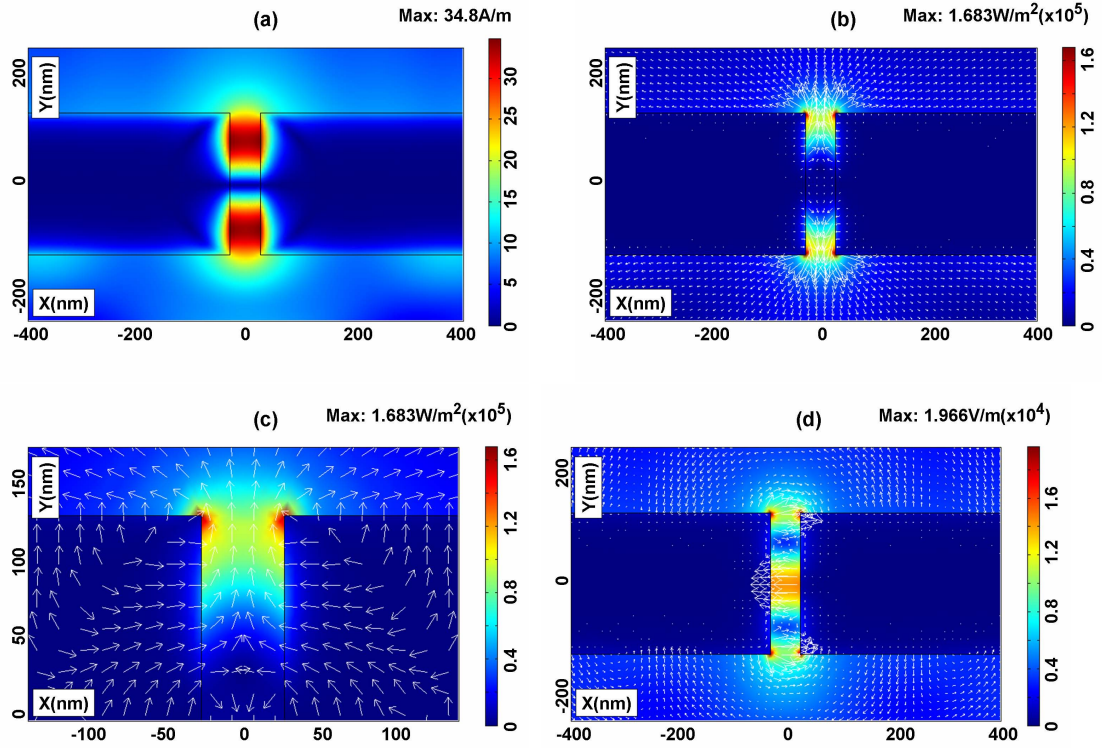


FIGURA 8.3: (a) Magnitud del campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ (en unidades A/m), en la abertura de una lámina de W (índice de refracción $n = 3,39 + i2,66$, anchura de lámina $D = 2850nm$, grosor de lámina $h = 259,40nm$, anchura de rendija $d = 55nm$). La radiación incidente a $\lambda = 364,7nm$ es P-polarizada, de amplitud unidad y alcanza la lámina desde abajo; (b) Flujo energético promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ (en unidades $J/(m^2 \cdot s)$, longitud máxima de las flechas $\approx 1,05MeV/(nm^2 \cdot s)$, longitud mínima de las flechas $\approx 0eV/(nm^2 \cdot s)$), la magnitud (colores) y la dirección (flechas) se muestran bajo las mismas condiciones que en la Fig. 8.3(a); (c) Detalle del punto silla evidenciado por $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ en el interior de la rendija (aquí aparecen las flechas normalizadas a su magnitud, la cual se muestra de acuerdo a su barra de colores); (d) Detalle del campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ (en unidades V/m , se muestra su magnitud (colores) y su dirección (flechas) bajo las mismas condiciones que en la Fig. 8.3(a).

sobre nanopartículas dieléctricas situadas en su proximidad, y de la creación correspondiente de dos pozos de potencial, encontrándose cada uno de ellos frente a cada esquina de la salida de la abertura [cf. Fig. 8.3(d)], como se observó en [124]. Nótese en estas figuras que ya se ve la intensidad supertransmitida en la distribución espacial de $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$, $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ y $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ en la vecindad de la salida de la rendija, [recordamos que el haz incidente presenta unos valores de $|\mathbf{H}| = 1A/m$, $|\mathbf{E}| = 380V/m$ and $|\langle \mathbf{S} \rangle| = 190W/(m^2)$].

Como primer ejemplo de la forma de situar una partícula metálica cerca de la salida de la abertura, la Fig. 8.4(a) trata sobre un nanocilindro de Ag colocado tras la salida de una rendija sub- λ en una lámina de W , la cual presenta una gran transmisión cerca de la longitud de onda seleccionada. Tal como se muestra, a $\lambda = 366nm$ y a una distancia $d = 549nm$ entre el cilindro y la lámina, tiene lugar un fuerte realce de $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$, manifestado

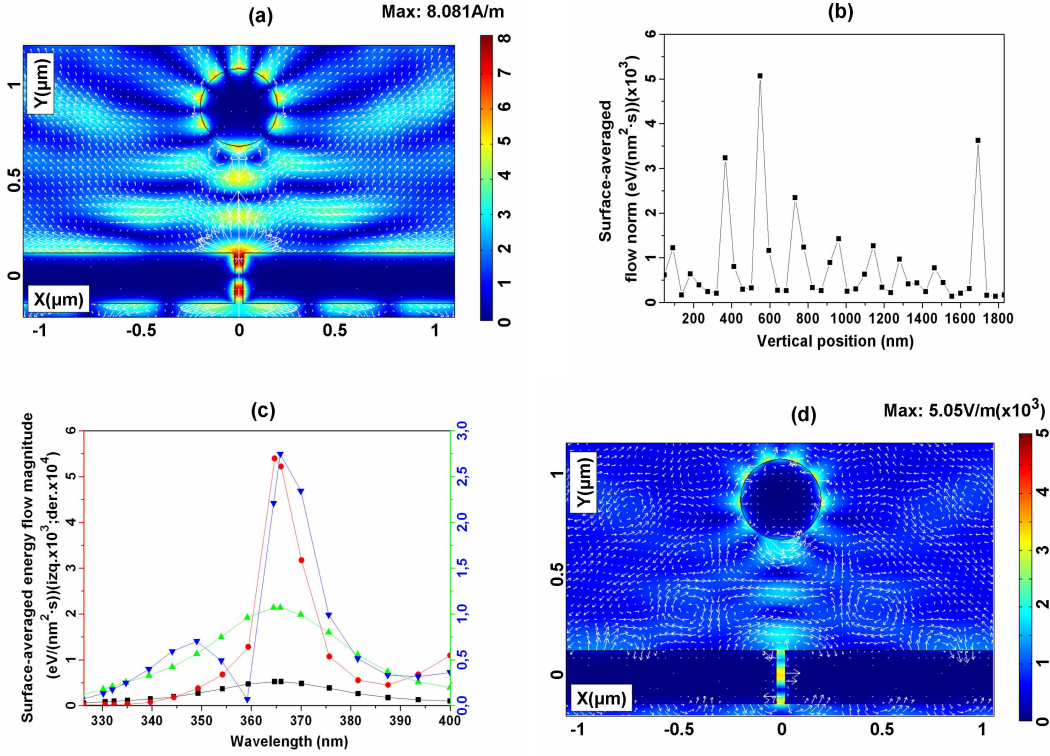


FIGURA 8.4: (a) Magnitud del campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ (colores en unidades A/m) y flujo de energía promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$, (flechas en unidades $J/(m^2 \cdot s)$, máxima longitud de las flechas $\approx 80,02 KeV/(nm^2 \cdot s)$, mínima longitud de las flechas $\approx 0eV/(nm^2 \cdot s)$), localizados sobre la superficie de un cilindro de Ag (radio $r = 200nm$, índice de refracción $n = 0,186 + i1,61$) tras la rendija de una lámina de W a la misma iluminación usada en la Fig. 8.3(a). La distancia entre la superficie del cilindro y el plano de salida de la rendija es $d_{lc} = 3\lambda/2 = 549nm$ ($\lambda = 366nm$); (b) Variación de la concentración de $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$, (en unidades $eV/(nm^2 \cdot s)$), sobre la superficie del cilindro frente a su separación vertical (en nm) de la salida de la rendija, iluminados a $\lambda = 366nm$ (cerca de la resonancia plasmónica $LSP : TM_{51}$); (c) La misma cantidad frente a la longitud de onda a la distancia vista en la Fig. 8.4(a), $d_{lc} = 549nm$. Las curvas negra y verde representan la respuesta de la lámina sola y las roja y azul, la lámina con cilindro, respectivamente. (d) Campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ (en unidades V/m ; su magnitud (colores) y su dirección (flechas), bajo las mismas condiciones de la Fig. 8.4(a). Se han calculado las curvas negra y roja de las Figs. 8.4(b) y 8.4(c) promediando la cantidad en un anillo de área $A = \pi[(9/8)r^2 - r^2]$ (véanse los dos círculos concéntricos en la Fig. 8.4(a) que se dibujan de acuerdo con el esquema de la Fig. 8.1), cuyo círculo interno coincide, bien con la sección del cilindro (caso de la rendija con el cilindro en las Figs. 8.4(b) y 8.4(c)), bien con un círculo imaginario coincidente con esa sección cilíndrica, (caso de la lámina sola en la Fig. 8.4(c)). Se han calculado las curvas verde y azul de la Fig. 8.4(c) promediando la cantidad en un monitor rectangular de área $S = 76nm \times 58,46nm = 4442,96nm^2$ a la salida de la rendija, (véase el rectángulo dibujado en la Fig. 8.1).

por el patrón de interferencia estacionaria circundante debido a la excitación de un plasmón sobre la superficie del cilindro; y se observa un patrón de onda estacionaria a causa de reflexiones entre la lámina/abertura y la partícula. Debería tenerse en cuenta que este cilindro solo presenta este modo $LSP : TM_{51}$ a $\lambda = 359,7nm$, el cual aparece desplazado al rojo como se ve en las Figs. 8.4(a), 8.4(c) y 8.4(d) en presencia de la lámina y la abertura; un fenómeno bien conocido y explicado a partir del modelo de osciladores inducidos [221].

Además, se exhiben puntos de vórtice y silla de $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ en el patrón de onda estacionaria entre el nanocilindro y la lámina. Se ha elegido la separación vertical entre el cilindro y la salida de la rendija con la intención de optimizar este realce de campo. La Fig. 8.4(b) muestra esta concentración de intensidad en términos de la magnitud de flujo energético $|\langle \mathbf{S} \rangle|$ a medida que alejamos gradualmente el nanocilindro de la rendija a $\lambda = 366nm$. Para cuantificar su efecto, hemos promediado esta cantidad en un anillo que rodea el cilindro, cuyo círculo interno coincide con la sección de éste.

La imagen de la Fig. 8.4(a) corresponde al tercer pico desde la izquierda en la Fig. 8.4(b). Puede verse el espectro de este refuerzo frente a la longitud de onda con el cilindro situado a $d = 549nm$ en la Fig. 8.4(c), la cual muestra una comparación entre este realce con el cilindro a la distancia $d = 549nm$ antes mencionada con el obtenido en la misma región con la rendija sola (curvas roja y negra, respectivamente), así como en la región inmediatamente exterior a la salida de la rendija (curvas azul y verde). Añadido a esto, la Fig. 8.4(d) muestra el patrón de $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ para la misma configuración de la Fig. 8.4(a). Esto ilustra el realce del campo eléctrico sobre la superficie de la partícula, así como los interesantes vórtices descritos alrededor de ésta por el vector de onda, debido a múltiples reflexiones con la superficie superior de la lámina. Esto está en contraste con el caso en el cual la partícula es dieléctrica y el MDR excitado es un modo de galería susurrante (WGM), en cuyo caso se confina el campo principalmente en el interior de la partícula, y exponencialmente decae fuera [142]. En este último caso, la reflectividad del cilindro es mucho menor y las reflexiones múltiples mucho más débiles.

La alta reflectividad del cilindro metálico produce no sólo una alta concentración de energía transmitida alrededor de su superficie, sino además en el exterior. En particular, a la salida de la rendija, (compárense las Figs. 8.3(a) y 8.4(a)). Esto está relacionado con una reflectividad relativamente más baja a la entrada de la rendija, y de hecho, esta disminución ya constituye otra prueba de una mayor transmisión hacia el espacio donde se encuentra la partícula. Así, este cilindro actúa como un extractor de transmitancia sobre la rendija (véanse las Figs. 8.4(a) y 8.4(d)).

La Fig. 8.5(a) muestra el comportamiento del campo magnético y el flujo energético con una separación lateral de la nanopartícula desde la salida de la rendija. Ahora, la

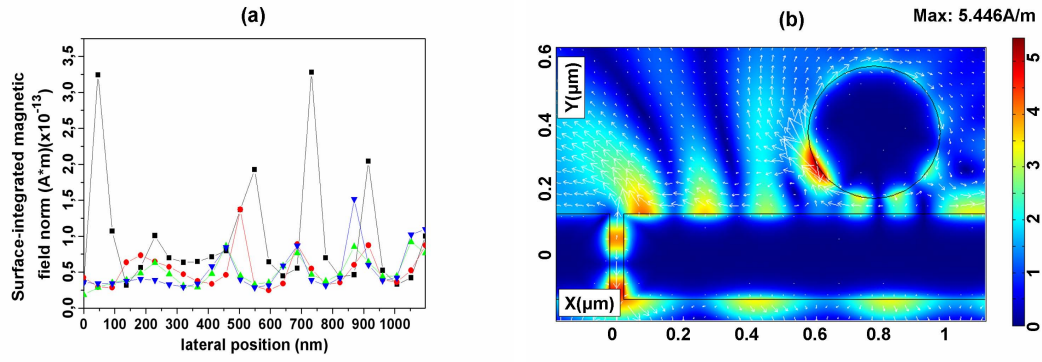


FIGURA 8.5: (a) Variación de la concentración del campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ (en unidades A/m) sobre la superficie del cilindro frente a su separación horizontal (en nm) desde la salida de la rendija. Se ilumina la partícula a $\lambda = 366nm$ (esto es, cerca de la resonancia $LSP : TM_{51}$ del nanocilindro). Las curvas negra, roja, verde y azul representan las distancias verticales entre la superficie de la partícula y la lámina iguales a $\lambda/8$, $\lambda/4$, $3\lambda/8$ and $\lambda/2$, respectivamente. (b) Mapa de $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ (colores) and $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ ($J/(m^2 \cdot s)$) (flechas) cuando el cilindro se encuentra a unas distancias vertical y horizontal desde la salida de la rendija: $\lambda/8$ and $730nm$, respectivamente, e iluminado a $\lambda = 364,7nm$ (polarización P, cerca de $LSP : TM_{51}$). Máxima longitud de las flechas $\approx 26,09KeV/(nm^2 \cdot s)$, mínima longitud de las flechas $\approx 0eV/(nm^2 \cdot s)$. Los cálculos de la Fig. 8.5(a) se han efectuado como en las Figs. 8.4(b) y 8.4(c).

asimetría de su localización suprime el patrón de plasmón estacionario sobre la esquina superior de la superficie del cilindro, mostrando la circulación de energía alrededor de la partícula, [véase la Fig. 8.5(b)]. Nótese que la distribución espacial vista en la Fig. 8.5(b) corresponde al pico más elevado de la Fig. 8.5(a). De nuevo, la transmitancia de la rendija es ahora mucho mayor que cuando está sola. Además, se forma ahora una onda estacionaria mediante el acoplamiento entre la luz que emerge de la rendija y el plasmón del cilindro. Dicha onda queda confinada por la alta reflectividad de la lámina, aunque proyecta también energía por encima de la configuración.

8.2.3. Otros conjuntos de nanocilindros metálicos

Con el objetivo de analizar la transmisión y concentración de luz por medio de la interacción entre MDRs de abertura y plasmones de partícula y a través del acoplamiento plasmónico entre cilindros adyacentes, las Figs. 8.6(a)–8.6(c) muestran $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$, $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ and $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ para una cadena bifurcada de cilindros de Ag cerca de la rendija. Se ha elegido la distancia entre la rendija y los cilindros con vistas a optimizar la extracción de energía por las partículas a través de la abertura.

El transporte de luz a través de la cadena hasta las partículas superiores ahora se obtiene como una concentración de energía extendida en la región de los cuatro cilindros superiores como se muestra en las Figs. 8.6(a)–8.6(c) con, por supuesto, una

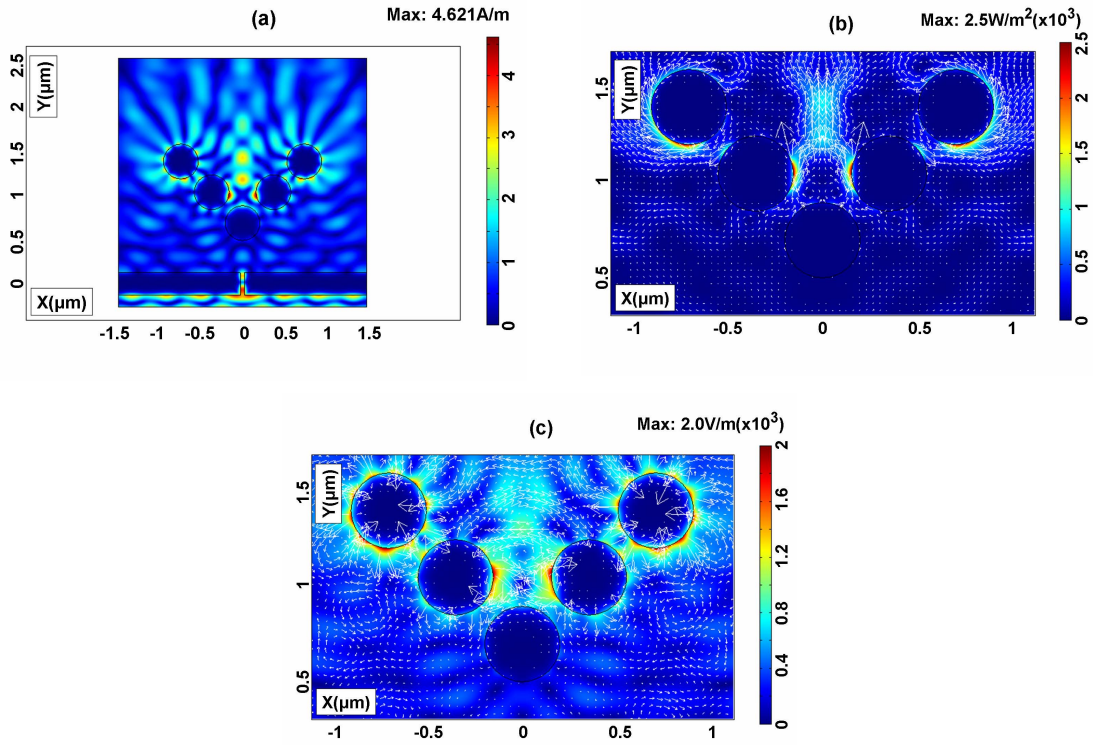


FIGURA 8.6: (a) Distribución espacial de la magnitud de campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ (en A/m) para cinco cilindros de Ag , radio $r = 200nm$, índice de refracción $n = 0,186 + i1,610$, dispuestos en cadena bifurcada, (ángulo de bifurcación $\theta = 45^\circ$, distancia entre superficies cilíndricas $d_{cc} = 100nm$), tras la rendija de las Figs. 8.3(a)–8.3(d) iluminada a $\lambda = 364,7nm$ (polarización P, cerca de la resonancia $LSP : TM_{51}$). La distancia vertical entre la superficie del cilindro inferior y el plano de salida de la rendija es λ_0 , ($\lambda_0 = 366nm$ próxima a la resonancia $LSP : TM_{51}$ de un cilindro aislado); (b) Flujo de energía promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ (flechas en unidades $J/(m^2 \cdot s)$, longitud máxima de flechas $\approx 15,60KeV/(nm^2 \cdot s)$, longitud mínima de flechas $\approx 0eV/(nm^2 \cdot s)$) en la misma configuración que en la Fig. 8.6(a); (c) Distribución de campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, la magnitud (colores en unidades V/m) y dirección (flechas) se disponen en la misma configuración que en la Fig. 8.6(a).

concentración de intensidad más baja en la zona de salida de la abertura (compárese $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle| = 766,86eV/(nm^2 \cdot s)$ en el área interior a un monitor rectangular apropiadamente escalado y equivalente al mostrado en la Fig. 8.1) sobre la salida de la rendija cuando ninguna partícula está presente frente a $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle| = 10698,50eV/(nm^2 \cdot s)$ promediado sobre el mismo monitor en la configuración de las Figs. 8.6(a)–8.6(c). Nótese que ahora, como antes, la óptima longitud de onda resonante $\lambda = 364,7nm$ para este sistema combinado de partículas y rendija queda de nuevo desplazado al rojo con respecto a los elementos individuales ($\lambda = 359,4nm$).

Se logra la transmisión de campo a través de cadenas de partícula por medio tanto de las ondas propagantes que rodean el conjunto como de un proceso de salto entre partículas vecinas. Una elección apropiada de los parámetros de conjunto e iluminación, permite

seleccionar la partícula del conjunto con la intensidad plasmónica más reforzada sobre su superficie.

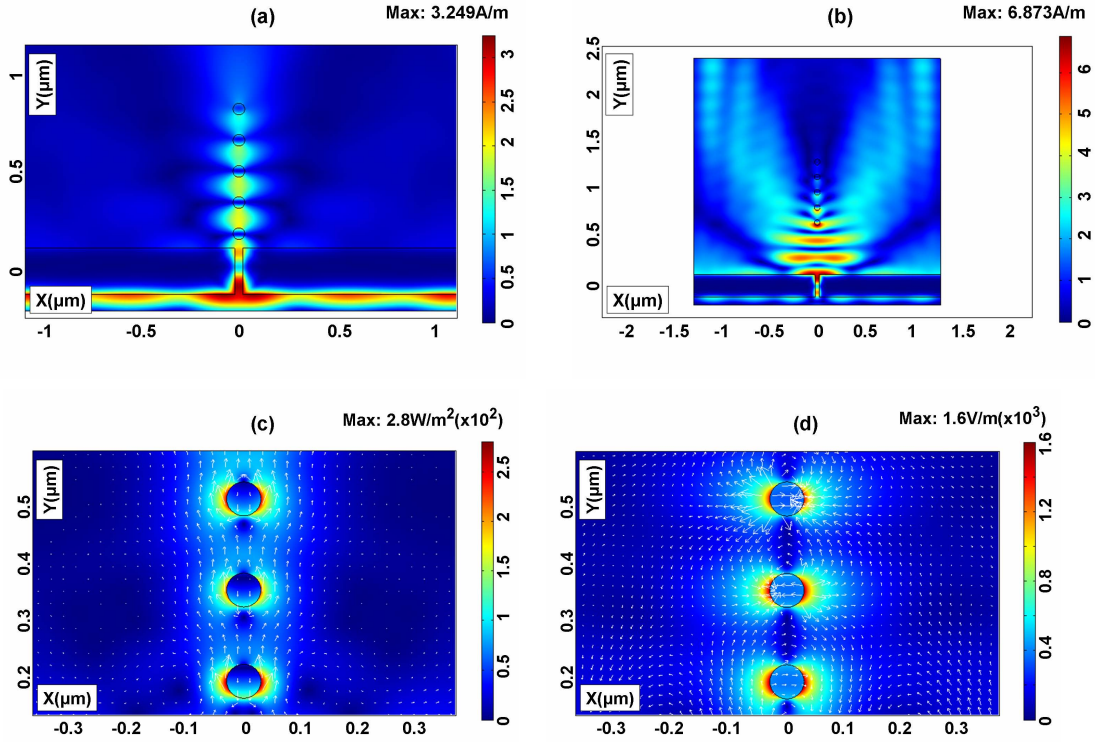


FIGURA 8.7: (a) Distribución de la magnitud de campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ (A/m) para los cinco cilindros de Ag (radio $r = 30nm$, índice de refracción $n = 0,173 + i1,95$) de una cadena lineal, (distancia entre superficies cilíndricas $d_{cc} = 100nm$), tras una rendija en una lámina de W, (anchura de rendija $d = 39,59nm$, anchura de lámina $D = 2610nm$, grosor de lámina $h = 237,55nm$, índice de refracción $n = 3,39 + i2,41$) iluminados a $\lambda = 400nm$ (polarización P). La distancia vertical entre la superficie del cilindro inferior y el plano de salida de la rendija es $\lambda_0/8$ ($\lambda_0 = 346nm$ es una longitud de onda cercana a la resonancia $LSP : TM_{11}$ de un cilindro aislado); (b) La misma configuración de la Fig. 8.7(a), cambiando la distancia desde la rendija a $3\lambda_0/2$ ($\lambda_0 = 346nm$), iluminada a $\lambda = 349,3nm$ (polarización P); (c) Detalle del flujo energético promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ (en $J/m^2 \cdot s$) en los primeros tres cilindros de la cadena de la Fig. 8.7(a), mostrando la magnitud (colores) y la dirección (longitud máxima de flechas $\approx 1,75KeV/(nm^2 \cdot s)$, longitud mínima de flechas $\approx 0eV/(nm^2 \cdot s)$). (d) Detalle del campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ en los primeros tres cilindros de la cadena para el caso de la Fig. 8.7(a), donde se muestra la magnitud (colores en V/m) y la dirección (flechas).

Las cadenas formadas por nanocilindros de menor tamaño separados unos de otros una distancia d_{cc} , muestran acoplamiento plasmónico entre vecinos, [véase $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ en las Figs. 8.7(a) y 8.7(b)], tanto cerca del plano de salida de la rendija como a una mayor distancia de ésta. Puede verse un detalle de la transmisión en los primeros tres cilindros de tal cadena en las Figs. 8.7(c)–8.7(d), donde se muestran el flujo de energía y el campo eléctrico. La última cantidad exhibe sobre la superficie de cada cilindro una típica distribución de plasmón dipolar, [véase la Fig. 8.7(d)]. La luz transmitida a través de las partículas no tiene lugar mediante efecto túnel, sino por medio de un mecanismo de salto, como

sucede en las filas de un cristal fotónico molecular dieléctrico [192], debido a una interacción dipolar d_{cc}^{-2} (donde d_{cc} es la distancia entre las superficies de los cilindros) con desdoblamiento en frecuencia de la línea espectral de un único cilindro metálico, y un desplazamiento al rojo de su pico de extinción. Este acoplamiento disminuye la energía del ensamblaje en el estado enlazante para esta configuración (dipolos paralelos) [185].

El confinamiento de campo a lo largo de la línea de la cadena y entre cilindros en caso de encontrarse junto a la rendija, [cf. Figs. 8.7(a), (c) and (d)], contrasta con la gran difracción que ocurre cuando la distancia de éstos a la lámina es grande [cf. Fig. 8.7(b)], mostrando también este último caso una fuerte onda estacionaria por debajo de la cadena. El flujo energético $|\langle \mathbf{S} \rangle|$ en el área inmediatamente exterior a la salida de la rendija queda reducido con respecto al caso de la lámina sola en la Fig. 8.7(a) (compárese $192,48eV/(nm^2 \cdot s)$ en esta figura frente a $1536,35eV/(nm^2 \cdot s)$ para la misma rendija sola), siendo reforzado sin embargo en el caso de la Fig. 8.7(b) ($24674,90eV/(nm^2 \cdot s)$) comparado con $6531,39eV/(nm^2 \cdot s)$ para la misma rendija sola. Estos números se obtuvieron promediando en un monitor rectangular adecuado a la salida de la rendija. De todas maneras, ambas configuraciones lineales responden bien en lo que se refiere al flujo energético promedio que se concentra alrededor de los cilindros (véase la correspondiente baja energía reflejada en la Fig. 8.7(b)). La cadena lineal cercana a la rendija de la Fig. 8.7(a) alcanza un $|\langle \mathbf{S} \rangle|$ promedio of $1100eV/(nm^2 \cdot s)$ frente a $188,87eV/(nm^2 \cdot s)$ en el mismo área cuando la lámina transmite sin cilindros.

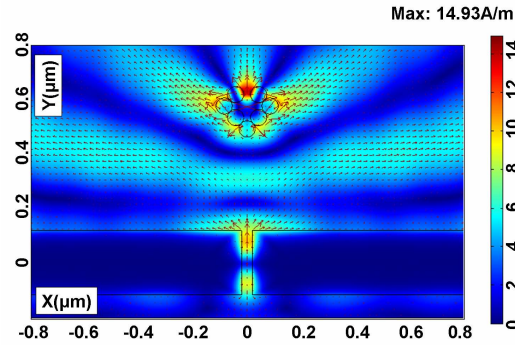


FIGURA 8.8: Magnitud del campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ (colores en unidades A/m) y flujo de energía promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ (flechas en unidades $J/m^2 \cdot s$, longitud máxima de flechas $\approx 1,52 \cdot 10^5 KeV/(nm^2 \cdot s)$, longitud mínima de flechas $\approx 0eV/(nm^2 \cdot s)$) concentrado en la superficie de siete cilindros de Ag (radio $r = 30nm$, índice de refracción $n = 0,186 + i1,61$) en bifurcación, (ángulo de bifurcación $\theta_1 = 45^\circ$, distancia entre superficies cilíndricas $d_{cc} = 0nm$), con codos, (ángulo de los codos $\theta_2 = 45^\circ$), tras una rendija en una lámina de W (anchura de rendija $d = 39,59nm$, anchura de lámina $D = 2610nm$, grosor de lámina $h = 237,55nm$, índice de refracción $n = 3,39 + i2,66$), iluminados a $\lambda = 364,7nm$ (polarización P) la cual se encuentra cerca de la resonancia $LSP : TM_{11}$ de cada cilindro. La distancia vertical entre la superficie del cilindro inferior y el plano de salida de la rendija es $d_{lc} = \lambda_0 = 346nm$, cerca de la resonancia TM_{11} del cilindro aislado.

Otras distribuciones consideradas incluyen aquéllas de bifurcaciones con codos de nanopartículas a distancia d_{cc} (sub- λ) entre sí, como se ilustra en la Fig. 8.8, lo cual muestra $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ en colores y $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ en flechas. Ahora la interacción dipolar es de orden d_{cc}^{-3} ya que tiene lugar a campo cercano. El refuerzo de la luz transmitida hacia el final del conjunto es ahora bastante agudo a medida que los cilindros se aproximan los unos a los otros (no se muestra por brevedad). Este conjunto presenta el cilindro inferior situado a una distancia desde la rendija que optimiza la concentración de energía tanto sobre las partículas finales como a la salida de la abertura.

La mayor parte de la luz atraviesa la abertura y alcanza el conjunto de cilindros, aunque el patrón de radiación revela un acoplamiento entre los cilindros y la lámina. Nótese el bajo valor de $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ en la región de reflexión por debajo de la lámina en la Fig. 8.8. La onda estacionaria entre la lámina y los cilindros abarca ahora el conjunto en uno de sus máximos, y lo hace emitir fuertemente hacia arriba a lo largo de las tres direcciones principales, exhibiendo así un comportamiento similar al de una nanoantena (Pueden controlarse las direcciones de radiación mediante un cambio de configuración a la longitud de onda seleccionada).

Nuevamente, este efecto es más pronunciado con los cilindros a una cierta distancia de la rendija, como se muestra en la Fig. 8.8, que cuando están muy próximos a ésta. En cualquiera de estos casos, sin embargo, esta intensidad se transmite fuertemente incluso hacia la salida de la abertura ($42216,07 eV/(nm^2 \cdot s)$ para la Fig. 8.8 frente a $2783,01 eV/(nm^2 \cdot s)$ para la misma rendija sola, siendo obtenidos estos valores mediante un promedio sobre el área de un monitor rectangular adecuado a la salida de la rendija, aunque la mayor parte de la energía se transmite ahora hacia los cilindros, asociado esto a una reflexión muy baja por debajo de la lámina. Este proceso de transmisión hasta el final del conjunto es mucho más eficiente que aquél de transmisión por medio de la excitación de la resonancia morfológica de la rendija sola, el cual se mostró en la Fig. 8.4(c).

8.2.4. Un cristal fotónico metálico tras una red de rendijas

La supertransmisión por una abertura se refuerza adicionalmente repitiéndola periódicamente en la lámina [103, 223]. De acuerdo con esto, seguidamente dispondremos cadenas de partículas metálicas, cada una situada tras una rendija de tal red. Introduciendo algo de distancia entre cilindros en cada cadena, construimos de este modo un cristal fotónico metálico (PC).

Las Figs. 8.9(a) y 8.9(b), correspondientes al PC solo y éste tras la red de rendijas, respectivamente, muestran el primer paso de nuestra aproximación. A la longitud de

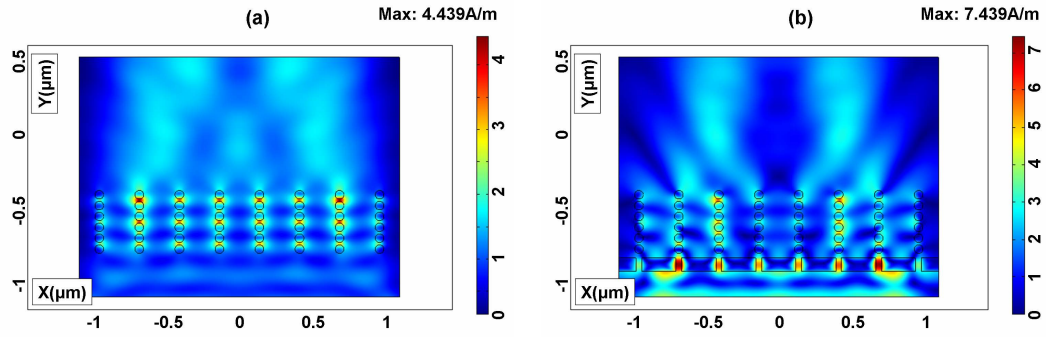


FIGURA 8.9: (a) Distribución de la magnitud de campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ (A/m) en un cristal fotónico (período horizontal $a_x = 275,50nm$, período vertical $a_y = 75nm$) formado por 68 cilindros de Ag (radio $r = 30nm$, índice de refracción $n = 0,173 + i1,95$) e iluminado a $\lambda = 400nm$ (polarización P, la resonancia $LSP : TM_{11}$ excitada se encuentra cerca de aquella de la partícula aislada que aparecería a $\lambda \approx 346nm$); (b) Distribución de magnitud de campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ en el cristal fotónico de Ag de la Fig. 8.9(a), esta vez tras la rejilla de rendijas practicadas en una lámina de W (período $P = 275,50nm$, anchura de rendija $d = 39,36nm$, anchura de lámina $D = 8P$, grosor de lámina $h = 94,46nm$, índice de refracción $n = 3,39 + i2,41$), iluminados a $\lambda = 400nm$ (es decir, cerca de la resonancia $LSP : TM_{11}$ de una partícula aislada), (polarización P). La distancia entre la superficie de los cilindros de la primera fila y el plano de salida de las rendijas es $22,5nm$ (ajuste para dar la mejor respuesta).

onda de iluminación seleccionada $\lambda = 400nm$ la rejilla de rendijas es supertransmisora y también lo es la red de cilindros porque esta longitud de onda se encuentra junto a la de una anomalía de Rayleigh de la red de rendijas y cerca de la resonancia TM_{11} de los cilindros del PC.

Como resultado, aparece una fuerte concentración de campo en las columnas del PC. Esto se debe, de nuevo, a la interacción dipolar entre partículas vecinas de la misma columna y entre columnas adyacentes como se ha discutido en conexión con las Figs. 8.7(a)–8.7(d). El aspecto cualitativo de la distribución de las Figs. 8.9(a) y 8.9(b) es similar, aparte el efecto de colimación producido por la rejilla de rendijas, y el ligero debilitamiento del realce de energía entre partículas debido a la concentración de intensidad dentro de las rendijas, como se muestra en la Fig. 8.9(b). Los resultados de esta última figura contrastan con aquéllos obtenidos cuando la longitud de onda incidente es no resonante para los cilindros; en este último caso la luz atraviesa el PC sufriendo muy poca interacción con los cilindros (esto no se muestra aquí por brevedad).

En el segundo paso de nuestro análisis, se incrementa la distancia entre cilindros en cada columna a un valor comparable al de la distancia horizontal entre cadenas. Las Figs. 8.10(a)–8.10(c) se corresponden con las respuestas de la rejilla sola, este nuevo PC solo y la combinación de ambos, respectivamente. La Fig. 8.10(b) muestra una banda prohibida efectiva en la dirección XM de transmisión en el espacio recíproco del PC (dirección

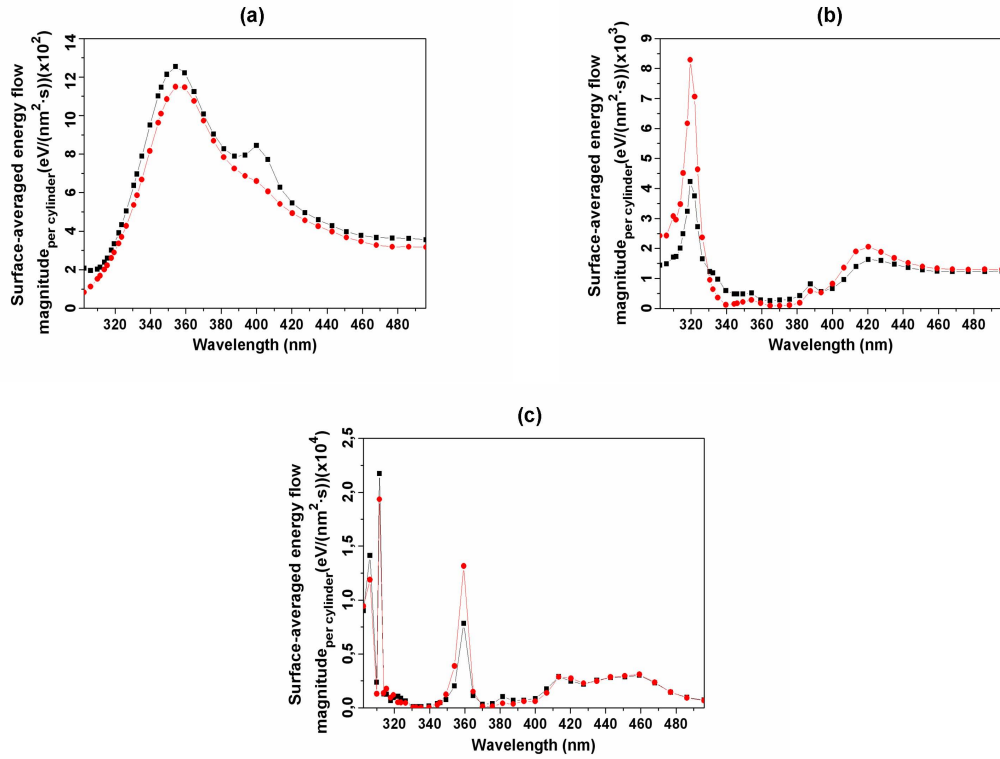


FIGURA 8.10: (a) Magnitud $|\langle \mathbf{S} \rangle|$ en $eV/(nm^2 \cdot s)$ frente a la longitud de onda λ (en nm) transmitida únicamente por la red W de rendijas de la Fig. 8.9(b). (b) Magnitud del flujo energético promediado temporalmente $|\langle \mathbf{S} \rangle|$ en $eV/(nm^2 \cdot s)$ unidades frente a la longitud de onda que atraviesa el PC de cilindros de Ag de radio $r = 30nm$, [período horizontal $a_x = 275,50nm$, período vertical $a_y = 160nm$, véanse también las Figs. 8.11(a)–(c)]. (c) Magnitud ($|\langle \mathbf{S} \rangle|$) frente a la longitud de onda para el mismo PC, ahora situado tras la rejilla de W de la Fig. 8.10(a). Las curvas de cuadrados negros y círculos rojos representan la magnitud de flujo energético promediado sobre cada cuadrado ($120 \times 120nm^2$) circunscrito a cada sección cilíndrica y sobre cada banda rectangular ($120 \times 920nm^2$) circunscrita a cada columna del PC, respectivamente. En el caso de la Fig. 8.10(a), estos círculos son imaginarios y coinciden con las secciones cilíndricas de las Figs. 8.10(b) y 8.10(c), (véanse también las Figs. 8.11(a)–8.11(c)).

hacia arriba en las Figs. 8.9(a)–8.9(b) y Figs. 8.11(a)–8.11(c)). De todas formas, se alcanza un refuerzo de transmisión a lo largo de esta dirección en el rango completo estudiado (compárense los valores de la Fig. 8.10(b) con aquéllos de la Fig. 8.10(c)). Es más, surge un pico de transmisión para el sistema PC/rejilla, en el rango donde existía una banda prohibida para el PC solo (véanse las Figs. 8.10(c) y 8.10(b)), siendo debidos estos dos últimos efectos a la presencia de la rejilla. Nótese la coincidencia en longitud de onda entre el pico de transmisión de la rejilla sola en la Fig. 8.10(a) y el anteriormente mencionado para la combinación de PC y rejilla en la Fig. 8.10(c).

En contraste con la Fig. 8.9(b), cuando se añade la rejilla de rendijas a este PC, y la iluminación cae fuera de la resonancia plasmónica y de la banda efectiva del PC (véase la Fig. 8.10(b)), se observa de nuevo un realce de transmisión hacia el PC, una

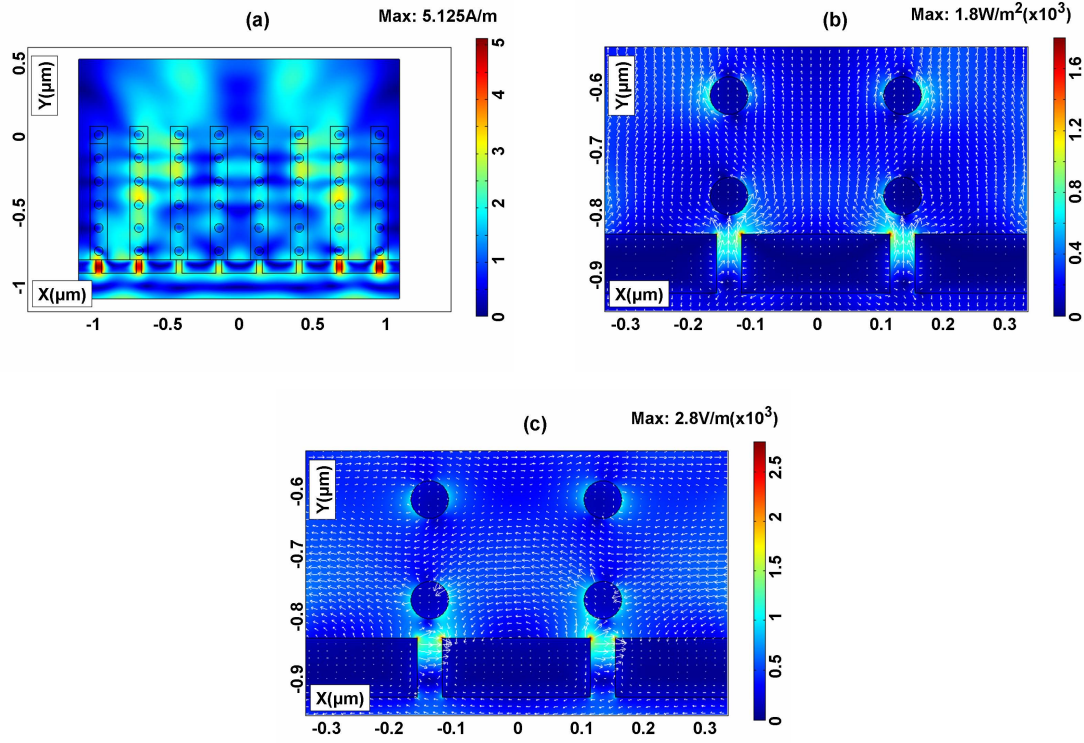


FIGURA 8.11: (a) Mapa de la magnitud de campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ (en unidades A/m) para el cristal fotónico de cilindros de Ag que se estudia en la Fig. 8.10(b), situado tras la salida de la red W de las Figs. 8.9(b) y 8.10(a), iluminados a $\lambda = 450nm$ (véase la Fig. 8.10(c)). La distancia entre el borde inferior de la primera fila de cilindros y la lámina es $22,5nm$. (b) Detalle del flujo de energía promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ (en unidades $J/m^2 \cdot s$), el cual muestra su magnitud (colores) y su dirección (flechas), longitud máxima de flechas $\approx 11,23KeV/(nm^2 \cdot s)$, longitud mínima de flechas $\approx 0eV/(nm^2 \cdot s)$. (c) Detalle del campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ (en unidades V/m), mostrándose su magnitud (colores) y su dirección (flechas).

fuerte concentración de intensidad en las rendijas, y una reflexión relativamente baja por debajo de la lámina (como ejemplo, el mostrado en las Figs. 8.11(a)–8.11(c)), incluso aunque ahora esta reflexión sea mayor, relativa a la transmitividad de las rendijas, que aquella mostrada para conjuntos de nanopartículas excitadas en resonancia tras una rendija (compárese con las Figs. 8.7(a)–8.7(d) y 8.8). Por otro lado, la presencia de las rendijas modifica la banda prohibida del PC que, como se ha mostrado en la Fig. 8.10(c), presenta un pico de transmisión cerca de $\lambda = 360nm$. Esta es una nueva característica del efecto de las rendijas sobre la transmitividad del PC.

8.3. Conclusiones

Se ha presentado un estudio a partir de simulaciones que muestra cómo es posible que la excitación de plasmones en nanopartículas metálicas a la salida de aberturas sub- λ ,

(se han usado cilindros de *Ag* y láminas de *W* en este trabajo), bajo la polarización que excita modos propagantes de las rendijas, (polarización P en 2D), realce la transmisión. La supertransmisión no es esencial para este efecto, toda vez que la resonancia excitada de las partículas se acople con la onda transmitida por la rendija. Sin embargo, tal refuerzo ocurre también, y es bastante interesante, cuando la rendija por sí sola ya ofrece supertransmisión a través de la excitación de sus MDRs. Incluso aunque la presencia de la lámina desplaza ligeramente al rojo la resonancia plasmónica de la partícula; y recíprocamente actúa el cilindro con respecto a la MDR de abertura asociada a la supertransmisión de ésta.

Cuando se sitúa más de un cilindro tras la abertura, la luz extraída por este conjunto de partículas a través de la rendija, puede acoplarse y propagarse en estas partículas cuando se diseña apropiadamente su configuración geométrica. Hay una distancia específica para cada una de las configuraciones cilindro-rendija que optimiza la energía transmitida que alcanza las nanopartículas. Esto sugiere un control de la transmisión de luz mediante la excitación plasmónica de partículas metálicas. Además, observamos que es posible ajustar los parámetros del conjunto de nanopartículas y la iluminación de tal manera que se concentra la intensidad transmitida en ciertos cilindros cuando se alcanza el régimen estacionario de propagación.

El caso de un cristal fotónico metálico, (es decir, un PC de *Ag*), tras una red metálica de rendijas muestra los efectos de las bandas prohibidas efectivas sobre la transmisión plasmónica interpartícula, y el realce de la transmitividad de la rejilla debido a la excitación de plasmones en el PC metálico.

Se espera la concordancia entre los resultados de todas estas configuraciones y aquéllos de sus equivalentes en 3D a la salida de aberturas con cualquier geometría, particularmente siendo estas últimas agujeros sub- λ , de forma que tienen potencial para controlar campos cercanos transmitidos a nanoescala. Esperamos que estimulen experimentos en 2D y 3D. Es posible que la nanopartícula, o los conjuntos de nanopartículas, con plasmones excitados, constituya eficientes dispositivos de acoplamiento para extraer por las nanoaberturas energía altamente localizada, y transportarla en, por ejemplo, cadenas de estas partículas, o en otra clase de nanoguías de ondas, (o incluso filtrar tales intensidades transmitidas si se elige una configuración en PC). Alternativamente, es posible enviar esta energía supertransmitida directamente al espacio libre, o transportarla a otra zona diferente por medio de un dispositivo acoplador adicional.

Parte III

Realce de la transmisión en
rendijas sublongitud de onda
mediante plasmones localizados o
por iluminación con un nanojet

Capítulo 9

Nanojets (NJs)

9.1. Introducción

Desde 2004, se han publicado numerosos artículos [211, 214, 256–274] referentes a la existencia, propiedades, y aplicaciones potenciales del “*nanojet fotónico*”. El nanojet fotónico es un haz electromagnético, estrecho y de alta intensidad, que se propaga hacia el exterior desde la superficie sombreada de un microcilindro o microesfera dieléctricos, iluminados por una onda plana, de diámetro mayor que la longitud de onda λ de ésta. Las propiedades clave del nanojet fotónico son las siguientes: (1) es un haz propagante, no evanescente, que puede mantener una anchura transversal de anchura total a la mitad del máximo (FWHM, full width at half-maximum) sub- λ a lo largo de una distancia que puede extenderse a más de $\sim 2\lambda$ respecto de la superficie del cilindro o la esfera dieléctricos. (2) Su mínima FWHM puede ser menor que el límite clásico de la difracción, del orden de $\sim \lambda/3$ para microesferas. (3) Es un fenómeno no resonante que puede aparecer en un amplio rango de diámetro d_μ del microcilindro o la microesfera dieléctricos, desde 2λ hasta más de 40λ si el contraste de índice de refracción relativo al medio de fondo es menor que $2 : 1$. (4) Posee una alta intensidad que puede exceder significativamente la correspondiente a la onda incidente. (5) La inserción de una nanopartícula de diámetro d_ν dentro de un nanojet perturba la potencia de “back scattering”, medida a campo lejano, de la microesfera iluminada en una cantidad que varía como d_ν^3 para una λ fija. Esta perturbación es mucho más baja que la dependencia d_ν^6 de “scattering” de Rayleigh para la misma nanopartícula, aislada. Esto lleva a una situación en la cual, por ejemplo, la potencia de “back scattering”, medida a campo lejano, de una microesfera de diámetro $d_\mu = 3\mu m$ puede duplicarse al insertar una nanopartícula de diámetro $d_\nu = 30nm$ dentro del nanojet que emerge de la microesfera, a pesar de que el área de la sección

eficaz de la nanopartícula sea 10.000 veces menor que la de la micropartícula. Así, el nanojet sirve para proyectar la presencia de la nanopartícula a campo lejano.

9.2. Primeras simulaciones de nanojets

9.2.1. Nanojets 2D en cilindros dieléctricos

La primera identificación de un nanojet como tipo diferenciado de onda electromagnética y la acuñación del término “nanojet fotónico” se encuentra en [211]. Mediante aplicación de una solución computacional FDTD (finite-difference time-domain) de alta resolución a las ecuaciones de Maxwell [275] se halló que un microcilindro dieléctrico circular, iluminado por una onda plana, puede generar un haz de anchura subdifracción, estrecho y de alta densidad, que se propaga hacia el medio circundante desde su superficie no iluminada. Se observó incluso que el emplazamiento de un nanocilindro dieléctrico dentro del nanojet provoca una gran perturbación en la potencia de “back scattering” del microcilindro. Tal perturbación es mayor que el “back scattering” del nanocilindro aislado en varios órdenes de magnitud.

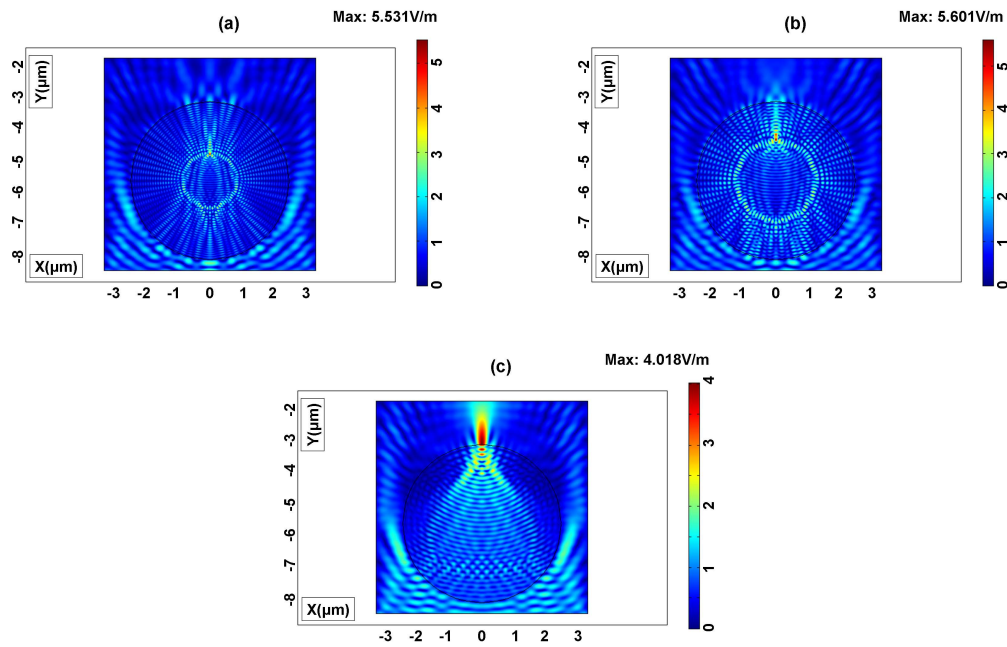


FIGURA 9.1: Cálculos del autor, usando el método de elementos finitos (FEMLAB, [68]), de la evolución de un NJ a medida que decrece el índice de refracción de un microcilindro dieléctrico circular iluminado por una onda plana S-polarizada. Se presenta el campo eléctrico sinusoidal en estado estacionario para un cilindro de diámetro $d = 5\mu\text{m}$ e índice de refracción n_1 uniforme rodeado de un medio vacío ($n_2 = 1,0$) infinito. Luz de $\lambda_2 = 500\text{nm}$ se propaga de izquierda a derecha en el medio 2. (a) $n_1 = 3,5$. (b) $n_1 = 2,5$. (c) $n_1 = 1,7$.

Las figs. 9.1(a)–(c) presenta resultados que ilustran la evolución de un NJ fotónico a medida que el índice de refracción del microcilindro n_1 dieléctrico circular de diámetro d_μ decrece, iluminado a $\lambda = 500nm$ en el vacío n_2 . Al disminuir n_1 de 3,5 en la fig. 9.1(a) a 2,5 en la fig. 9.1(b), el pico de campo eléctrico interno se desplaza hacia la superficie sombreada del cilindro. Al continuar disminuyendo n_1 hasta 1,7 en la fig. 9.1(c), el pico de campo eléctrico emerge de la superficie sombreada del cilindro como una fuerte distribución “jet” de longitud $\sim 900nm$ ($1,8\lambda_2$) y una anchura FWHM sub- λ de $\sim 200nm$ ($0,4\lambda_2$).

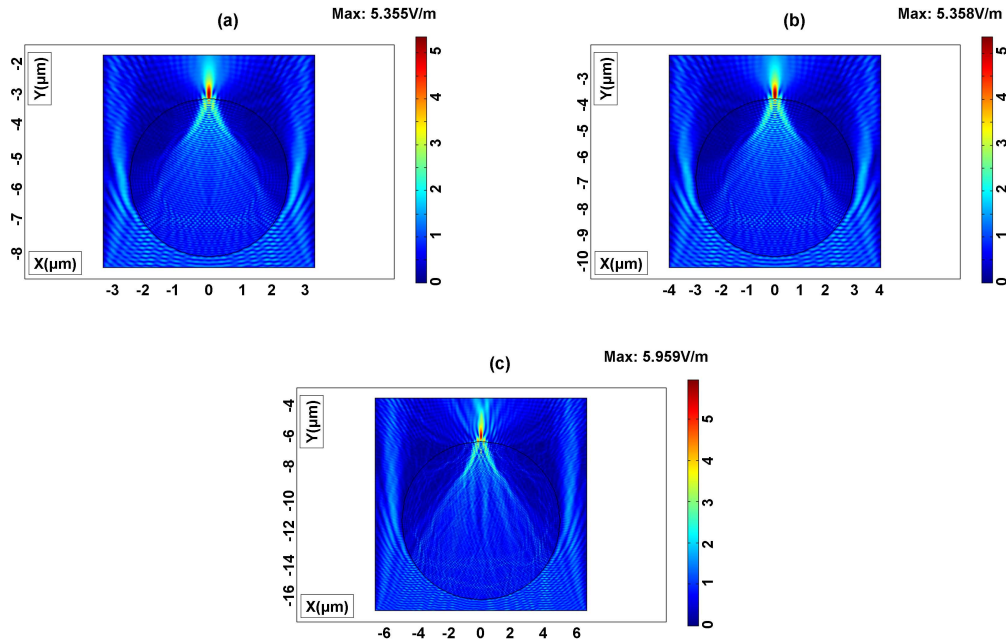


FIGURA 9.2: Cálculos del autor, mediante el método de elementos finitos (FEMLAB, [68]), de la generación de NJs fotónicos similares al de la fig. 9.1(c) para tres combinaciones diferentes de d , n_1 , n_2 y λ_2 . (a) $d = 5\mu m$, $n_1 = 3,5$, $n_2 = 2,0$, $\lambda_2 = 250nm$; (b) $d = 6\mu m$, $n_1 = 2,3275$, $n_2 = 1,33$, $\lambda_2 = 300nm$; (c) $d = 10\mu m$, $n_1 = 2,3275$, $n_2 = 1,33$, $\lambda_2 = 300nm$.

La anchura del NJ mostrado en la fig. 9.2(c) puede generarse usando distintas combinaciones de d_μ , n_1 , n_2 y λ_2 , siempre que la relación n_1/n_2 no sea significativamente diferente de la correspondiente a tal caso, como se ve en las figs. 9.2(a)–(c). En estos últimos nanojets las anchuras FWHM en intensidad toman valores en un rango entre $0,4\lambda_2$ y $0,48\lambda_2$, y sus longitudes se encuentran entre $1,6\lambda_2$ y $2\lambda_2$.

Existen cálculos FDTD que muestran el impacto del emplazamiento de un nanocilindro dieléctrico dentro del nanojet generado por un microcilindro idéntico al mostrado en la fig. 9.2(b). En [211], se efectúa una comparación entre el valor absoluto de la sección eficaz diferencial de “scattering” perturbada del microcilindro y la correspondiente al nanocilindro perturbador aislado en un rango angular de $\pm 10^\circ$. Se encontró que el “back scattering” del primer caso es aproximadamente $4,5 \times 10^4$ mayor que en el segundo.

Se demostró incluso que el realce efectivo de “back scattering” respecto al nanocilindro aislado aumenta monótonamente a medida que d_ν disminuye por debajo de un valor, alcanzando un nivel de $\approx 10^6$.

De esto se concluye así que los NJs fotónicos pueden proporcionar nuevos medios de detectar partículas de tamaño mucho menor que el límite clásico de la difracción. Esto potencialmente podría hacer posible el uso de luz visible para detectar proteínas, partículas víricas, e incluso moléculas; y monitorizar síntesis moleculares y procesos de agregación en muchas áreas de biología, química, ciencia de materiales, e ingeniería de tejidos.

9.2.2. Nanojets 3D en esferas dieléctricas

La primera simulación de un NJ fotónico para una esfera dieléctrica fue desarrollada por [256]. Su aproximación se basaba en la implementación de una solución exacta de las ecuaciones de Maxwell en forma de serie de autoestados expresada en coordenadas esféricas (es decir, teoría de Mie) para calcular el campo cercano externo a esferas dieléctricas, iluminadas cada una de ellas por una onda plana linealmente polarizada de $\lambda = 400nm$. De esta forma, se probó que una microesfera dieléctrica de índice de refracción $n = 1,59$, para diámetros superiores a $d_\mu = 4\mu m$, puede generar un nanojet fotónico tridimensional de anchura sub- λ , cuyas intensidad máxima y anchura FWHM aumentan con d_μ . Este nanojet presenta propiedades similares a su análogo bidimensional producido por un cilindro dieléctrico, iluminado por una onda plana, de tamaño y contraste de índice de refracción relativo al medio de fondo comparables. Sin embargo, la esfera dieléctrica enfoca NJs de mayor intensidad que los obtenidos por medio de cilindros dieléctricos. La perturbación $|\delta|$ de la potencia de “back scattering” de una microesfera de radio $d_\mu = 3,5\mu m$ mediante el desplazamiento transversal de una nanopartícula de *Au* ($d_\nu = 20nm$) a una distancia de 240nm de su superficie sombreada, dentro del nanojet, fue medida mediante una técnica basada en la generalización de la teoría de Mie a sistemas de partículas (GMM, “generalized multiparticle Mie”), resultando ser de mayor grado que en el caso de cilindros ($|\delta| = 40\%$ con respecto a la potencia de “back scattering” correspondiente a la microesfera aislada). Se encontró que $|\delta|$ es una función d_ν^3 para $2nm \geq d_\nu \leq 20nm$, de menor dependencia respecto a d_ν que el “scattering” de Rayleigh (d^6).

Asimismo, se halló que a medida que d_ν disminuía de 60nm a 2nm, el factor de realce efectivo de “back scattering” del nanojet perturbado por nanopartículas de *Au*, normalizado al caso de nanopartícula aislada, iluminada mediante onda plana, tomaba valores comprendidos entre 3×10^4 y 2×10^8 , 30 y 200 veces mayor respectivamente, que los

correspondientes factores de realce para el caso de nanojet bidimensional en cilindros. Esto hace posible distinguir entre partículas de Au cuyos diámetros d_ν difieren en 1 nm.

9.3. Teoría de nanojets fotónicos

El estudio efectuado en [257] aplicó la teoría de Mie para analizar las propiedades vectoriales generales de NJs fotónicos tridimensionales generados por microesferas dieléctricas iluminadas mediante ondas planas en espacio libre. Hallaron que pueden generarse nanojets en un amplio rango de diámetros d_μ , de $\sim 2\lambda$ a más de 40λ , explicando además la anchura sub- λ del nanojet como consecuencia de la proximidad entre la superficie sombreada de la esfera y el punto focal en la región exterior (considerando el nanojet como lente). Se comprobó que los nanojets conservan la polarización de la onda incidente, aunque presentan una anchura asimétrica, tomando así su característica forma alargada.

Se ha llevado a cabo un análisis detallado [258] de la óptica de NJs fotónicos bidimensionales para cilindros dieléctricos infinitos, iluminados por onda plana, obteniendo una solución de autoestados a la ecuación de Helmholtz en forma de serie de Debye (suma de modos de onda cilíndricos propagantes y contrapropagantes en dirección radial, sufriendo cada uno de ellos reflexión y transmisión en la superficie del cilindro). El primer término, el más importante, conecta las propiedades ópticas físicas y geométricas del nanojet. Este trabajo concluyó que sus características proceden de la distribución de fases y el contenido finito de frecuencias espaciales propagantes y evanescentes en el espectro angular.

En [259] se hace un análisis perturbativo basado en la teoría GMM del sistema microesfera/nanopartícula para examinar los orígenes matemáticos de las variaciones $|\delta| = d_\nu^3$ y $E = d_\nu^{-3}$ calculadas en [256]. Se afirma que mediante el efecto focalizador de lente causado por la microesfera sobre la iluminación incidente puede justificarse al menos 3 de los 8 órdenes de magnitud del máximo factor de realce de “back scattering” E. Sin embargo, no se halló origen físico alguno a las variaciones $|\delta| = d_\nu^3$ y $E = d_\nu^{-3}$, ya que el efecto de enfoque permanece constante en el rango de d_ν considerado.

Por último, el trabajo desarrollado en [273] trató las propiedades espaciales y espectrales del nanojet fotónico tridimensional en el marco de la rigurosa teoría de Lorentz-Mie. Se evaluaron las contribuciones de todas las componentes de frecuencia espacial, propagantes y evanescentes. Aunque la parte propagante del espectro angular es predominante en el nanojet, los campos evanescentes creados por la microesfera iluminada refuerzan y

estrechan su distribución de campo, siendo la apertura angular del nanojet formado al menos la mitad de la correspondiente a un haz gaussiano comparable.

9.4. Observaciones en laboratorio

La primera corroboración de laboratorio de NJs fotónicos en esferas dieléctricas y su relación con la enorme perturbación de la sección eficaz de “back scattering” predichas en [211] y [256] se presentó en el estudio experimental [260]. Se reprodujo un nanojet iluminando con microondas de 30GHz ($\lambda = 1cm$) una esfera dieléctrica, compuesta de material acrílico (polimetilmetacrilato), de diámetro $d_\mu = 7,62cm$ ($7,62\lambda$). El tamaño de la esfera y la λ de la iluminación fueron escalados de la micra al centímetro y del visible a microondas, respectivamente, para facilitar las medidas. Se estudió también la perturbación $|\delta|$ sobre el “back scattering” causada por la presencia de una partícula metálica de diámetro $d_\nu = 1mm$ dentro del nanojet, a lo largo de sus ejes transversal y longitudinal, siendo dicho efecto capaz de doblar o anular la potencia de “back scattering” en el caso de esfera acrílica aislada, para ciertas posiciones de la partícula metálica sobre el eje de simetría del nanojet.

Se comprobó además la dependencia del factor de realce $|\delta|$ en la esfera dieléctrica con el diámetro d_ν de la partícula metálica, situada esta última en el centro del nanojet, a $9mm$ ($0,9\lambda$) de la superficie sombreada de la primera, encontrándose que $|\delta| = d_\nu^{3,34}$ para $1mm \leq d_\nu \leq 3mm$ (equivalente a $0,1\lambda \leq d_\nu \leq 0,3\lambda$). Este resultado es consistente con las predicciones de la técnica GMM [259] para partículas perturbantes con diámetros $d_\nu \geq 40nm$ (equivalentes a $d_\nu \geq 0,1\lambda$ para $\lambda = 400nm$).

Las medidas experimentales desarrolladas en [266] extendieron las observaciones de nanojets fotónicos a λ óptica. Se iluminaron con ondas planas de $\lambda = 520nm$ una serie de microesferas de látex de diámetro $d_\mu = 1\mu m$, $3\mu m$ y $5\mu m$ depositadas en vidrio. Las medidas indicaron una anchura FWHM de 270nm para el NJ enfocado por la microesfera de $d_\mu = 3\mu m$, y se consiguieron en todos los casos estudiados nanojets de FWHM sub- λ propagándose a distancias superiores a 3λ .

9.5. Aplicaciones potenciales

Estas propiedades se combinan con el objeto de posibilitar aplicaciones potencialmente importantes de los NJs fotónicos como instrumentos de detección y manipulación de

objetos a nanoescala, obtención de nanoestructuras y nanolitografía subdifracción, guiado de ondas con bajas pérdidas, y almacenamiento óptico de ultraalta densidad. Más concretamente:

Puede ser que el guiado óptico de ondas en cadenas de microesferas por medio de modos inducidos por nanojets (NIM, “nanojet-induced mode”) [214, 268] sea ventajoso respecto al conseguido mediante acoplamiento de WGMs entre esferas, puesto que los NIMs no son modos resonantes por lo que presentan un rango de funcionamiento más amplio. Incluso las variaciones en diámetro de las esferas dispuestas en cadenas largas, debidas a la tolerancia normal de fabricación tienen poco o ningún impacto sobre las características del guiado.

Es posible que la espectroscopía de Raman reforzada con microesferas [261] presente ventajas frente a la basada en “scattering” de Raman reforzado por superficies (SERS, “surface-enhanced Raman scattering”) convencional porque: (1) puede controlarse satisfactoriamente la localización y el tamaño de microesferas dieléctricas, lo cual elimina los problemas referentes a la reproducibilidad en SERS; (2) la preparación de muestras es más simple; y (3) pueden ocurrir efectos de realce por microesferas para la mayor parte de sustratos con actividad Raman, como el Si. La técnica muestra potenciales aplicaciones en áreas de ciencia de superficies tales como oxidación, adhesión, corrosión y procesos catalíticos.

Se ha sugerido que los nanojets fotónicos podrían ser usados para realzar efectos ópticos, como el refuerzo no lineal de la fluorescencia excitada a dos fotones en una solución de moléculas fluorescentes mediante la adición de gotas de una suspensión de microesferas de Si, las cuales enfocan nanojets [262].

Existen demostraciones experimentales [263, 269] de técnicas de uso de nanopatrones para la escritura directa sobre materiales fotosensibles con resolución sub- λ y sin máscara que usan microesferas de sílice o poliestireno dispuestas en redes mediante autoensamblaje o manipulación óptica. El autoensamblaje permite el control del período de la red por medio del tamaño de las microesferas y el segundo consigue una alta resolución en el posicionamiento de las mismas. Ambas proporcionan un control preciso del diámetro de huecos o pilares mediante el tiempo de exposición y debido al efecto despreciable que el tamaño de las microesferas tiene sobre la anchura FWHM del nanojet.

Igualmente, es posible usar luz visible para detectar, localizar y estimar el tamaño, con resolución sub- λ , de nanopartículas del orden del nm y a distancias de fracciones de λ [256, 264]. Esta técnica tiene aplicaciones en biofotónica, tales como la detección de nanopartículas adheridas a las membranas de células vivas en ambiente acuoso.

La emisión direccional observada en los nanojets fotónicos hace posible el uso de agrupamientos simétricos de microesferas de látex como divisores transversales de haz [265] con una cantidad de puertos de salida igual al número de microesferas localizadas en los vértices de la configuración concreta. Estos agregados podrían acoplar un haz láser a diferentes componentes fotónicos, tales como guías de onda.

En [270] se patentaron maneras de efectuar metrología óptica de obleas semiconductoras tomando ventaja de la luz retroreflectada por la microesfera dieléctrica que examina la superficie mediante el enfoque de un nanojet.

Se han investigado las fuerzas ópticas ejercidas sobre una nanopartícula metálica localizada dentro de un nanojet generado por un microcilindro dieléctrico iluminado por una onda plana [271], y se han determinado los efectos que la polarización del haz incidente y la excitación de LSPs en la nanopartícula tienen sobre éstas.

Existen análisis computacionales y experimentales [267, 272] sobre la aplicación potencial de nanojets fotónicos para descifrar información en discos de almacenamiento óptico de datos de alta densidad, donde los datos se encuentran codificados en forma de agujeros practicados en la superficie de un substrato metálico.

En el capítulo 10 de este estudio se utiliza el nanojet enfocado por una partícula dieléctrica para iluminar una rendija sub- λ , y realzar así la supertransmisión de esta última. Se compara esta técnica con aquella que concentra luz a la entrada de la rendija mediante partículas plasmónicas en resonancia dipolar. En el capítulo 13 se utiliza para iluminar partículas resonantes, tanto dieléctricas como magnéticas, así como para reforzar el poder de atrapamiento que una trampa óptica formada por una de tales rendijas sub- λ presenta sobre tales partículas.

Capítulo 10

Transmisión reforzada a través de aberturas sublongitud de onda mediante la excitación de plasmones localizados en partículas y mediante nanojets

10.1. Introducción

La transmisión extraordinaria de luz a través de aberturas de tamaño menor que la longitud de onda λ ha sido una materia de vasto interés [96, 237] ya que los primeros experimentos [77] demostraron que la luz puede atravesar matrices de agujeros sub- λ de radio r , así como aberturas solas con una intensidad transmitida mucho mayor que la predicha por la teoría de Bethe [78]: $(r/\lambda)^4$. Muchos trabajos posteriores [83, 101, 108, 276–280] profundizaron tanto teórica [276] como experimentalmente [101, 223] en el entendimiento de este fenómeno para aberturas practicadas en láminas metálicas e, incluso, dieléctricas; y se hicieron propuestas para incrementar incluso esta transmisión por una sola abertura, por ejemplo introduciendo corrugación periódica sobre la lámina alrededor de un único agujero [83], de tal manera que el efecto de formación de haces de orden cero en esta rejilla pudiese producir luz transmitida más direccionalmente a través del agujero. Otro camino de búsqueda para incrementar la eficiencia de este proceso incluía el empleo de otras geometrías de abertura diferentes [101, 279] o bien la colocación de láminas de metamateriales ante la abertura [281]. Se ha llevado a cabo mucho trabajo a frecuencias ópticas, pero hay también investigaciones a THz [282] así como el uso de

resonancias de resonadores de anillo partido SRRs en el régimen de las microondas [283, 284]. En particular, los SRRs mostraron experimentalmente que [284] un realce de transmisión de 740 veces mayor amplificando la onda incidente en la abertura sub- λ con la ayuda de las SRRs. Estudios posteriores incrementaron incluso esta cantidad de transmitancia [285]. Además, en esta región de frecuencias se han predicho realces de ondas eléctricas transversales transmitidas [286], demostrados experimentalmente [287] mediante la adición de una matriz de segmentos metálicos a aquélla de rendijas.

El concepto subyacente en todas estas configuraciones es el de producir una resonancia que dé lugar a campos intensos y altamente localizados junto a la entrada de la abertura, de manera que se acoplen con la resonancia de ésta, llevando así a campos reforzados a su salida y por lo tanto a una transmisión realzada.

En este capítulo estudiamos e ilustramos este mecanismo con cálculos numéricos capaces de predecir o reproducir resultados experimentales con gran precisión, pero esta vez emplearemos una resonancia de Mie en una partícula como disparador resonante, en este caso una *nanopartícula plasmónica* junto a la entrada de una abertura sub- λ . Entonces los intensos campos localizados en la abertura se deberán a aquéllos del modo de plasmón superficial localizado LSP_{mn} (donde m y n representan los números radial y angular del modo principal) de la partícula que posteriormente se acoplará y reforzará el modo de abertura TM_{uv} en la cavidad de ésta (donde u y v representan los números de modo), y por lo tanto su transmitividad, a partir de aquí referida como un pico de supertransmisión observado. No se han empleado aún partículas plasmónicas para esta tarea por lo que sabemos.

Por añadidura, ya que una distribución de intensidad tan grande, altamente localizada en la abertura, da lugar a una transmisión reforzada, inquirimos la comparación de este mecanismo de acoplamiento mediante resonancias dependientes de la morfología (MDR), plasmónicas, el cual es resonante, con otro diferente que no lo es; por ejemplo, el de focalización de luz altamente localizada en la abertura por medio de la *excitación de un nanojet* [211, 256, 259, 274]. Este último efecto da también lugar al refuerzo de la transmitancia de la abertura, como mostraremos. Se discuten las diferencias entre esos dos efectos en lo que respecta tanto al pico de transmisión como a la forma del espectro de transmitancia.

10.2. Cálculos numéricos

Emplearemos un método de elementos finitos con FEMLAB de COMSOL [68] (consúltese el Apéndice A) y trataremos una configuración en 2D, ya que las características

esenciales observadas sobre acoplamiento y excitaciones de resonancias se obtienen similarmente en 3D [211, 224]. Así, simulamos el proceso físico completo mediante estos cálculos numéricos. Los detalles de la geometría de mallado y la convergencia que llevan a los resultados precisos se facilitan en [230, 288], similares a los utilizados en capítulos anteriores. En la geometría 2D aquí tratada, hemos empleado una onda incidente, P-polarizada linealmente, es decir, con su vector magnético \mathbf{H}_z perpendicular a la geometría del plano-XY (i. e. el plano de las imágenes mostradas en este trabajo), y propagándose en la dirección del eje-Y (siguiendo la nomenclatura dada en el Apéndice C). En el caso de la excitación plasmónica ($LSP_{i,j}$, para números azimutal i y radial j , respectivamente) tal onda tiene un perfil gaussiano en su foco: $\mathbf{H}_z(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = |\mathbf{H}_{z0}| \exp(-x^2/2\sigma^2) \exp(i((2\pi/\lambda)y - \omega t))$, siendo $|\mathbf{H}_{z0}|$ la amplitud de su módulo, $2^{1/2}\sigma$ la mitad de la anchura a la mitad del valor máximo (HWHM) del haz, y λ su longitud de onda. En el caso de la excitación del nanojet, se ha empleado un perfil rectangular correspondiente a una onda plana armónica temporalmente cuya anchura abarca la ventana de cálculo $\mathbf{H}_z(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = |\mathbf{H}_{z0}| \exp(i((2\pi/\lambda)y - \omega t))$. En ambos casos, se han normalizado los perfiles de onda a la unidad: $|\mathbf{H}_{z0}| = 1A/m$ (unidades SI), correspondiendo esto a una magnitud de flujo energético incidente $|\langle \mathbf{S}_0 \rangle| \approx 190W/m^2$ (unidades SI). De esta manera, tanto las partículas plasmónicas como aquéllas que enfocan nanojets son cilindros con eje OZ (de hecho, se predijeron inicialmente nanojets en 2D para cilindros infinitamente largos [211] y estudios más tardíos para otras partículas 3D [256, 259, 274]). Para tal geometría 2D, es bien sabido que esta elección de polarización (en contraste con la polarización S) es aquélla bajo la cual la rendija sub- λ presenta modos principales homogéneos TM_{10} , i. e. los que se transmiten y posibilitan alcanzar la transmisión extraordinaria [94, 103, 288–290]. Todos los índices de refracción de los materiales aquí considerados se toman de [226] a las diferentes longitudes de onda tratadas.

10.3. Refuerzo de transmisión extraordinaria mediante la excitación de plasmones localizados

Como en otros experimentos publicados sobre transmisión extraordinaria [291–293], consideramos una lámina de *Al* metálico de grosor $h = 23,76nm$ con una rendija de anchura $d = 39,59nm$. Como se ha mencionado anteriormente, el índice de refracción del *Al* a las longitudes de onda aquí consideradas se toman de la Ref. [226] (debería hacerse hincapié en que readaptando los correspondientes parámetros de la configuración, podrían emplearse igualmente otros materiales usados frecuentemente para la lámina como, e.g. *Au*. Discutiremos este punto en la Sección 10.5).

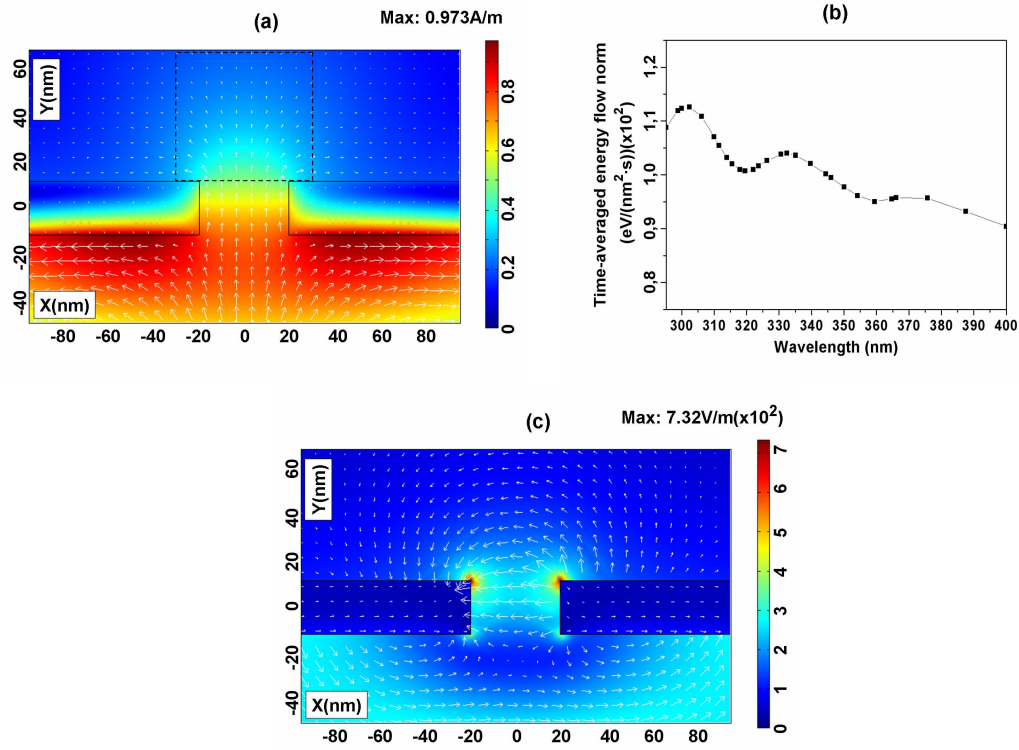


FIGURA 10.1: (a) Lámina de Al (índice de refracción $n_{Al} = 0,280 + i3,64$; anchura de lámina $D = 2,61\mu\text{m}$; grosor de lámina $h = 23,76\text{nm}$; anchura de rendija $d = 39,59\text{nm}$) iluminada por un haz gaussiano P polarizado ($|\mathbf{H}_{z0}| = 1\text{A/m}$; anchura del haz $2^{1/2}\sigma = 55,99\text{nm}$) a $\lambda = 302,4\text{nm}$ (i. e. excitando así el modo de rendija TM_{10}). La luz incidente se propaga hacia arriba desde debajo de la lámina. Norma de campo magnético $|\mathbf{H}_z(\mathbf{r})|$ (en A/m (unidades SI)), en colores, y flujo energético promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$, en flechas (longitud máxima de las flechas = $998,41\text{eV}/(\text{nm}^2 \cdot \text{s})$). (b) Transmisión de la lámina evaluada como $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$, promediado sobre un área de monitorización cuadrada $A = ((3/2)d)^2 = 3526,58\text{nm}^2$ situada a la salida de la rendija (véase la Fig. 10.1(a)). En este rango de longitudes de onda, el pico de mayor transmisión aparece a $\lambda = 302,4\text{nm}$. (c) Detalle de la distribución espacial del campo eléctrico cercano $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ (en V/m (unidades SI)), norma (colores) y vector (flechas), para la misma configuración que en la Fig. 10.1(a) a $\lambda = 302,4\text{nm}$.

La anchura total de la lámina para los cálculos numéricos es $D = 2,61\mu\text{m}$. Se ilumina primero esta lámina con un haz gaussiano y se evalúa la intensidad transmitida al otro lado de la lámina, junto a la salida de la abertura, en un cuadrado de área $A = ((3/2)d)^2$, como se muestra en la Fig. 10.1(a). En este rango de longitudes de onda, a $\lambda = 302,4\text{nm}$ hay un máximo de energía lumínica transmitida por la lámina hacia ese monitor cuadrado, como muestra la Fig. 10.1(b) para diferentes longitudes de onda. La Fig. 10.1(a) es además una imagen, la cual corresponde a esta longitud de onda $\lambda = 302,4\text{nm}$ del pico de transmisión, de la distribución espacial de $|\mathbf{H}_z(\mathbf{r})|$ y el flujo energético dado por el vector de Poynting promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$. Mientras que la Fig. 10.1(b) muestra la magnitud $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ transmitida hacia el área cuadrada anteriormente mencionada A a la salida de la abertura, para diferentes valores de λ . Por otro lado, la Fig.

10.1(c) ilustra la distribución espacial del correspondiente campo eléctrico cerca de la lámina y la abertura. Se ven claramente en la Fig. 10.1(a) ondas superficiales, inducidas por dispersión de luz en los bordes de la abertura, que se propagan en la superficie tanto de la lámina como de la abertura. Se muestran también en las Figs. 10.1(a) y 10.1(c) concentraciones de carga, especialmente en las esquinas de salida de la abertura, como resultado de la excitación del modo TM_{10} en el interior de la abertura. Específicamente, la Fig. 10.1(c) muestra que, en lo referente a la contribución del campo eléctrico, las corrientes inducidas en las paredes de la abertura asociadas al modo homogéneo TM_{10} producen fuertes concentraciones de carga en los vértices a la salida de la abertura. Estos dos puntos del diagrama 2D se comportan como un dipolo, dando así lugar a un fuerte campo eléctrico cercano.

Si se sitúa ahora un cilindro plasmónico ante la entrada de la rendija, i. e., al lado de la lámina desde el cual el haz es incidente, es posible incrementar drásticamente la energía transmitida por este conjunto: rendija más partícula.

Para ver esto, y con la intención de discutirlo, consideremos primero un cilindro plasmónico aislado con una resonancia de Mie a una longitud de onda no extremadamente alejada de aquélla del pico de transmisión de la abertura sola mostrado en las Figs. 10.1(a)–10.1(c). Nos valdremos de un cilindro de Ag [226] de radio $r = 30nm$. El pico energético de la resonancia plasmónica de este cilindro solo, iluminado por el haz gaussiano previamente mencionado, ocurre a $\lambda = 339,7nm$. Esto se ilustra en la Fig. 10.2(a) mediante el espectro de la magnitud del vector de Poynting promediado temporalmente cerca del cilindro, el cual se evalúa en un anillo estrecho que rodea la superficie de la partícula (Fig. 10.2(b)), exhibiendo ésta en las Figs. 10.2(b) y 10.2(c) la característica y fuerte distribución dipolar del campo electromagnético y gran concentración de flujo energético a esta longitud de onda resonante. Una comparación entre los picos de las Figs. 10.2(a) y 10.1(b) ya muestra que la magnitud del flujo de energía excitado a la resonancia del plasmón en el citado anillo que circunda el cilindro de Ag , es más de 100 veces mayor que el transmitido hacia el ya mencionado monitor cuadrado de salida por la abertura sola. Se derivan análogas conclusiones, en un factor 10, para los módulos de los campos magnético $|\mathbf{H}_z(\mathbf{r})|$ y eléctrico $|\mathbf{E}(\mathbf{r})|$ que corresponden a la abertura aislada y al cilindro solo. Además, las longitudes de onda de excitación correspondientes a la transmisión máxima de la rendija y del plasmón del cilindro son diferentes [cf. Figs. 10.1(b) y 10.2(a)].

Si emplazamos ahora este cilindro junto a la entrada de la rendija como muestran las Figs. 10.3(a)–10.3(c), entonces la fuerte energía en esta zona, debida al plasmón de la partícula, se acoplará y transmitirá a través de la abertura mediante un proceso de retroalimentación entre la partícula y la lámina/rendija, es decir, los modos de la

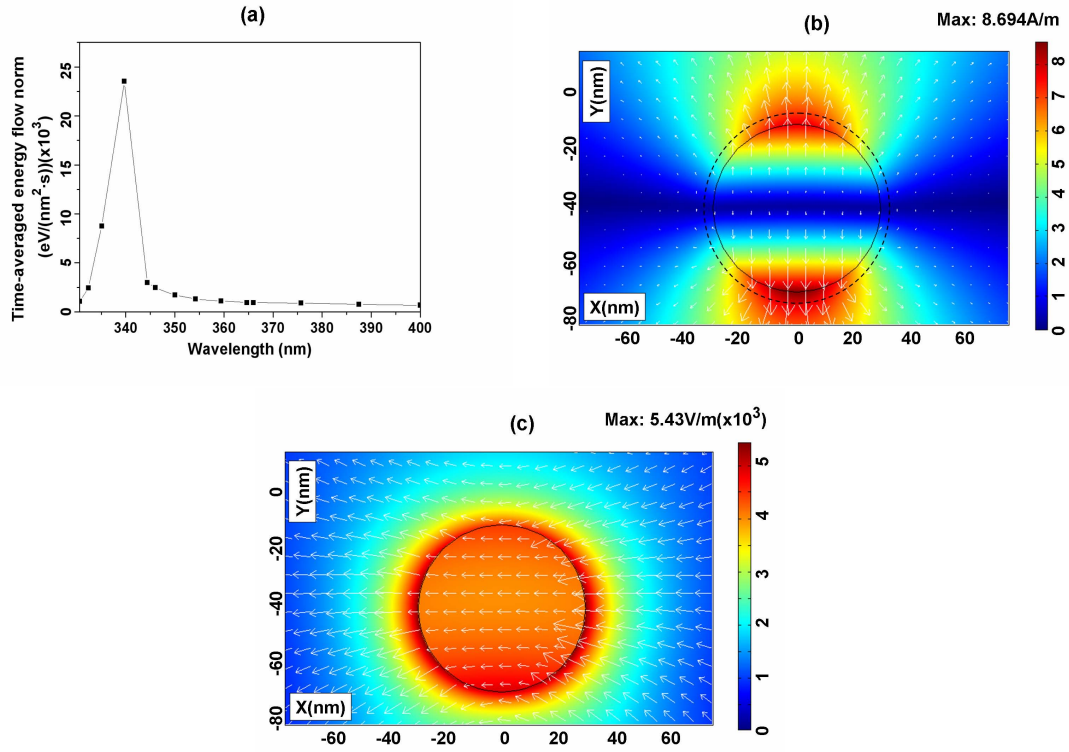


FIGURA 10.2: (a) Respuesta frente a la longitud de onda de un cilindro de Ag aislado (índice de refracción $n_{Ag} = 0,259 + i1,12$; radio $r = 30\text{nm}$) a un haz gaussiano P-polarizado de la misma σ que el incidente sobre la lámina, que se propaga desde abajo con $|\mathbf{H}_{z0}| = 1\text{A/m}$ y $2^{1/2}\sigma = 59,99\text{nm}$, en flujo energético promediado temporalmente $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$, a su vez promediado en el área $A = \pi(33^2 - 30^2)\text{nm}^2 = 593,76\text{nm}^2$ de un anillo que rodea la partícula (véanse los dos círculos concéntricos de la Fig. 10.2(b)). El pico de resonancia ocurre a $\lambda = 339,7\text{nm}$ (correspondiente al modo de cilindro LSP_{21}). (b) Cilindro de Ag de la Fig. 10.2(a), iluminado a $\lambda = 339,7\text{nm}$. Distribución espacial de la norma del campo magnético $|\mathbf{H}_z(\mathbf{r})|$ (en A/m (unidades SI)) en colores, y flujo energético promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ en flechas (longitud máxima de flechas = $59071,36\text{eV}/(\text{nm}^2 \cdot \text{s})$). (c) Detalle de la distribución del campo eléctrico cercano $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ (en V/m (unidades SI)), norma (colores) y vector (flechas) a $\lambda = 339,7\text{nm}$.

abertura y de la partícula se acoplarán entre sí a una longitud de onda desplazada al rojo con respecto a la de la partícula sola. Nótese que ahora, sin embargo, el efecto de la partícula domina sobre la transmisión de la abertura. Específicamente, la presencia de la lámina desplaza al rojo ligeramente la resonancia de Mie del cilindro aislado a $\lambda = 344,4\text{nm}$, pero el realce resultante de la transmisión de la rendija a esta nueva longitud de onda es ahora bastante grande. Esto queda ilustrado en la Fig. 10.3(a), la cual muestra un refuerzo en la energía transmitida casi 5 veces mayor que la que circula alrededor de la partícula sola, además con una anchura de banda mucho más estrecha y por lo tanto, con un mejor factor de calidad, siendo este realce más de 1000 veces mayor que la transmitancia de la rendija sola (cf. Figs. 10.1(b) y 10.3(a)). Las distribuciones de campo magnético y flujo de energía, así como de campo eléctrico cerca de la abertura se muestran en las Figs. 10.3(b) y 10.3(c) respectivamente, a esta longitud

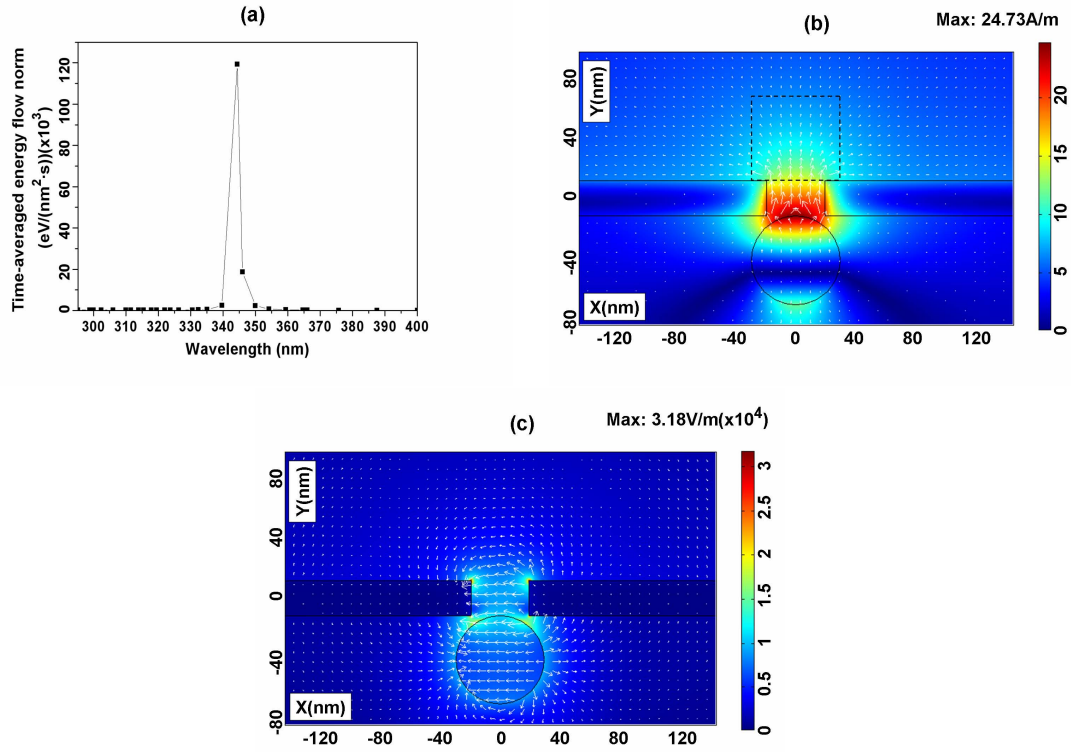


FIGURA 10.3: (a) Transmisión de la rendija de la Fig. 10.1(a) en presencia del cilindro plasmónico de la Fig. 10.2(b), situado ante la entrada de esta rendija como se muestra en la Fig. 10.3(b). Norma del flujo energético promediado temporalmente $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$, a su vez promediado sobre el área del monitor cuadrado mostrado en la Fig. 10.3(b) (que es el mismo que el de las Figs. 10.1(a) y 10.1(b)). El haz de luz P-polarizada con el la misma σ que en las Figs. 10.1, incide hacia arriba desde debajo de la lámina. El mayor pico de transmisión aparece a $\lambda = 344,4\text{nm}$ (correspondiente a la resonancia de cilindro LSP_{21} desplazada al rojo). (b) El cilindro de Ag y la abertura iluminados a $\lambda = 344,4\text{nm}$ (índice de refracción $n_{Al} = 0,364 + i4,17$; $n_{Ag} = 0,238 + i1,24$; mostrando la norma del campo magnético $|\mathbf{H}_z(\mathbf{r})|$ (en A/m (unidades SI)) en colores, y el flujo energético promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ en flechas (longitud máxima de flechas = $946829,51\text{eV}/(\text{nm}^2 \cdot \text{s})$). (c) Detalle de la distribución del campo eléctrico cercano $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ (en V/m (unidades SI)) en norma (colores) y vector (flechas) para la misma configuración que en la Fig. 10.3(b).

de onda resonante $\lambda = 344,4\text{nm}$. Éstas muestran grandes concentraciones de energía de campo en la abertura y especialmente, de carga en las esquinas a su salida, así como la penetración parcial del campo magnético a través de las fronteras de Al de la rendija. Éste es un fenómeno que ocurre usualmente en los bordes de aberturas delgadas. De hecho, resaltamos aquí que *este realce en la transmisión de la abertura debido a la resonancia de la partícula ocurre tanto si la abertura supertransmite como si no lo hace (por supuesto, siempre que se elija una polarización apropiada, en este caso, ondas P)*. Si la abertura sola produce ya transmisión extraordinaria, la presencia de la partícula resonante la refuerza.

Ya que el realce en transmisión a través de la rendija está unido a la inducción de grandes

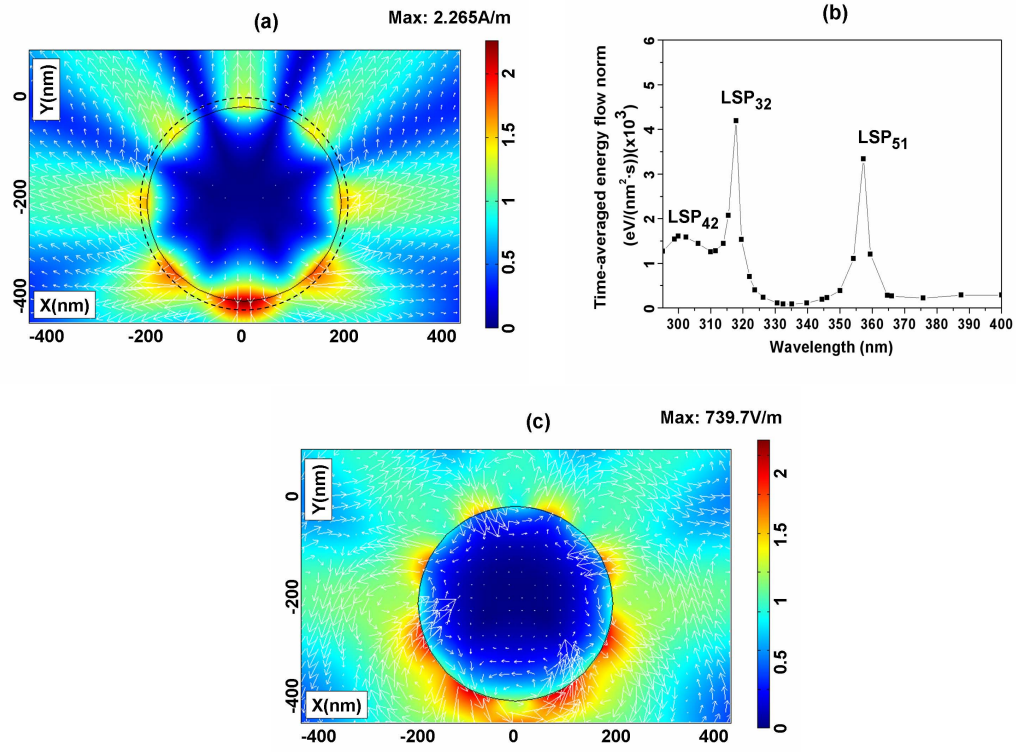


FIGURA 10.4: (a) Cilindro de Ag (radio $r = 200\text{ nm}$) iluminado por el mismo haz que en las Figs. 10.3(a)–10.3(c) a $\lambda = 300,0\text{ nm}$ (índice de refracción $n_{Ag} = 1,513 + i0,955$; resonancia de cilindro LSP_{42}). Norma de campo magnético $|\mathbf{H}_z(\mathbf{r})|$ (en A/m (unidades SI)) en colores, y flujo energético promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ en flechas (longitud máxima de flechas = $3067,37\text{ eV}/(\text{nm}^2 \cdot \text{s})$). (b) Respuesta del cilindro en norma de flujo energético promediado temporalmente $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$, a su vez promediado sobre el área $A = \pi(220^2 - 200^2)\text{ nm}^2 = 26389,38\text{ nm}^2$ de un anillo que rodea la partícula (véanse los dos círculos concéntricos en la Fig. 10.4(a)) frente a la longitud de onda. Los picos de resonancia plasmónica que se muestran son: LSP_{42} , LSP_{32} y LSP_{51} localizados a $\lambda = 300,0\text{ nm}$, $317,9\text{ nm}$ y $357,3\text{ nm}$ respectivamente. (c) Detalle de la distribución de campo eléctrico cercano $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ (en V/m (unidades SI)) en norma (colores) y vector (flechas) para la misma situación que en la Fig. 10.4(a).

energías de campos resonantes a la entrada de ésta, las cuales se acoplan con el modo de rendija sub- λ , otras partículas plasmónicas más grandes, cuyos modos LSP producen campos localizados de tal valor, deberían también dar lugar al mismo fenómeno. Sin embargo, en este caso la perturbación de la longitud de onda resonante introducida mediante la combinación abertura-partícula sobre la correspondiente a la partícula sola debería ser notable. Estudiémoslo. La Fig. 10.4(a) muestra la distribución espacial del flujo de energía y la norma del campo magnético en la resonancia plasmónica LSP_{42} de un cilindro de Ag aislado de radio $r = 200\text{ nm}$ e iluminado a $\lambda = 300,0\text{ nm}$. Como muestra el espectro de la norma del flujo energético de esta partícula, promediado cerca de su superficie, en la Fig. 10.4(b) (el anillo de la Fig. 10.4(a)), ésta no es la excitación de plasmón con el mayor factor de calidad, siéndola aquélla que aparece a $\lambda = 317,9\text{ nm}$ (correspondiente a LSP_{32}). Se presenta en la Fig. 10.4(c) un detalle de la distribución

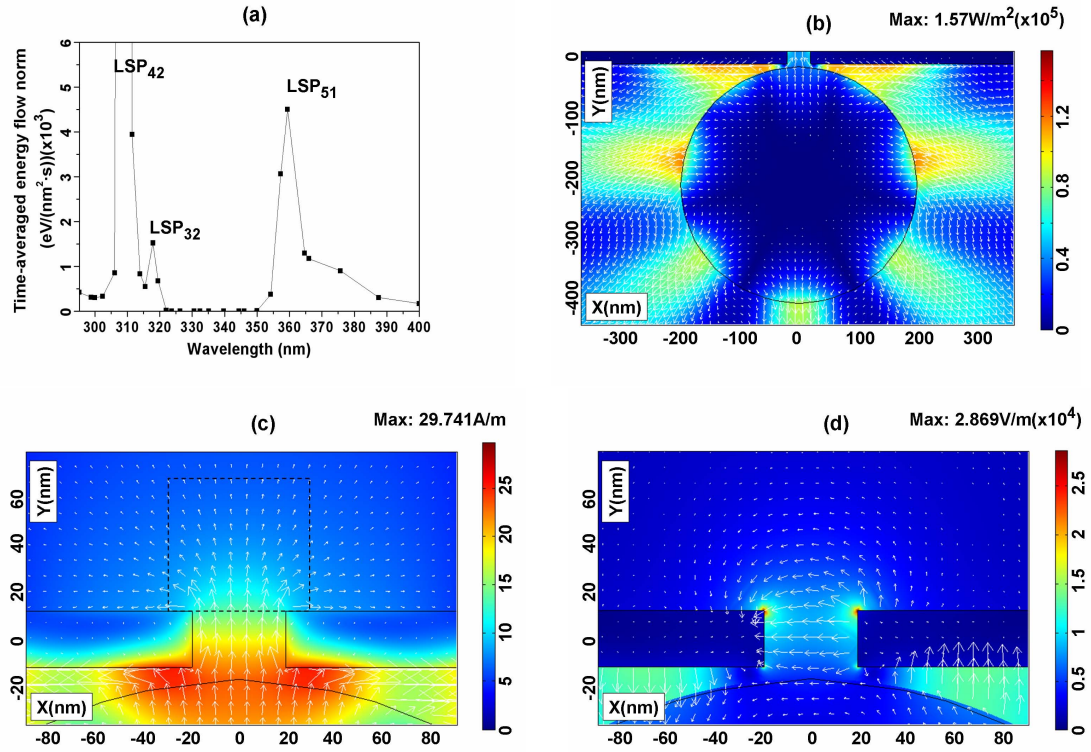


FIGURA 10.5: (a) Respuesta de la combinación cilindro-rendija/lámina (i. e. los de las Figs. 10.1(a) y 10.4(a)) en norma del flujo energético promediado temporalmente $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$, a su vez promediado sobre el área del mismo monitor cuadrado de las Figs. 10.1(a)–10.1(b) y 10.3(a)–10.3(b) (véase el cuadrado de la Fig. 10.5(c)). Se muestran los siguientes picos resonantes: LSP_{42} (alcanza un valor de $\approx 120000 \text{ eV}/(\text{nm}^2 \cdot \text{s})$), LSP_{32} y LSP_{51} localizados a $\lambda = 310, 0 \text{ nm}$, $317, 9 \text{ nm}$ y $359, 4 \text{ nm}$, respectivamente. La σ del haz de iluminación es el mismo que en las Figs. 10.1(a)–10.1(c). (b) Norma del campo magnético cercano $|\mathbf{H}_z(\mathbf{r})|$ (en A/m (unidades SI)) en colores, y flujo energético promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ en flechas con la misma iluminación que en la Fig. 10.5(a) a $\lambda = 310, 0 \text{ nm}$ (índice de refracción $n_{Al} = 0,294 + i3,74$; $n_{Ag} = 1,323 + i0,647$; se excitan las resonancias de cilindro LSP_{42}). Esta partícula se sitúa a una distancia de 5 nm entre su superficie y el plano de entrada de la lámina de Al . (c) Detalle de la Fig. 10.5(b). Norma de campo magnético $|\mathbf{H}_z(\mathbf{r})|$ (en A/m (unidades SI)) en colores, y flujo energético promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ en flechas (longitud máxima de flechas = $979909,24 \text{ eV}/(\text{nm}^2 \cdot \text{s})$). (d) Detalle de la distribución del campo eléctrico cercano $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ (en V/m (unidades SI)) en norma (colores) y vector (flechas) para la misma configuración que en la Fig. 10.5(c).

de campo eléctrico a $\lambda = 300,0nm$. Sin embargo, cuando se sitúa la partícula junto a la entrada de la abertura, el comportamiento del sistema en lo que respecta a la transmisión de la rendija, más allá del desplazamiento al rojo sufrido por los modos del cilindro, depende del modo LSP particular excitado sobre la superficie de la partícula. Pueden encontrarse dos ejemplos en los modos LSP_{32} y LSP_{51} , cuyo efecto sobre el refuerzo en la transmisión de la rendija es menor o mayor, respectivamente, que el esperado a partir de sus respuestas en concentración energética alrededor de la superficie del cilindro aislado (compárense estos picos resonantes en la Fig. 10.4(b) para el cilindro solo con aquéllos de la energía transmitida en la Fig. 10.5(a) cuando se coloca esta partícula a la entrada de la rendija). De todas maneras, la excitación del LSP_{42} desplazado al rojo sobre el cilindro ante la rendija sí que aporta, sin embargo, un enorme realce de transmisión a través de la rendija. Es decir, se produce un cambio dramático en la luz transmitida, en resonancia, por este sistema combinado hacia el otro lado de la rendija, como se muestra en las Figs. 10.5(a)–10.5(d). Los campos magnético y eléctrico y el flujo de energía promedio transmitidos a $\lambda = 310,0nm$ sobre el citado monitor cuadrado que se encuentra a la salida de la lámina, presentan un enorme flujo energético promedio transmitido, de un gran factor de calidad, el cual es comparable al mostrado en la Fig. 10.3(a) cuando, en lugar del actual, se utilizó el cilindro plasmónico dipolar. Además, como se ve al comparar las Figs. 10.5(a) y 10.4(b), la longitud de onda para la resonancia LSP_{42} en presencia de este cilindro de mayor tamaño está bastante separada de la resonancia LSP_{32} del mismo aislado, siendo éste último de mayor energía. Añadido a lo anterior, una comparación de las Figs. 10.3(b) y 10.3(c) para el cilindro de menor tamaño colocado ante la abertura, con las Figs. 10.5(b)–10.5(d) que muestran las mismas cantidades para este nuevo cilindro, más grande, situado en lugar de aquél, evidencia que un refuerzo de transmisión tan grande se produce también mediante una gran distribución de energía, pero bastante deslocalizada, ante la abertura, con valores locales en su distribución espacial, similar al caso del cilindro pequeño. Así, concluimos que desde el punto de vista de concentrar la mayor parte de la energía excitada disponible de una manera efectiva mediante transmisión produciendo campos altamente localizados, es preferible emplear pequeñas (incluso dipolares) partículas plasmónicas.

10.4. Comparación con la transmisión extraordinaria mediante enfoque de nanojet

Como se ha concluido a partir de los cálculos anteriores, los realces y la localización del campo cercano que se introduce en la abertura sub- λ a tales condiciones que exciten modos principales transmisores de rendija, está detrás del fenómeno de refuerzo

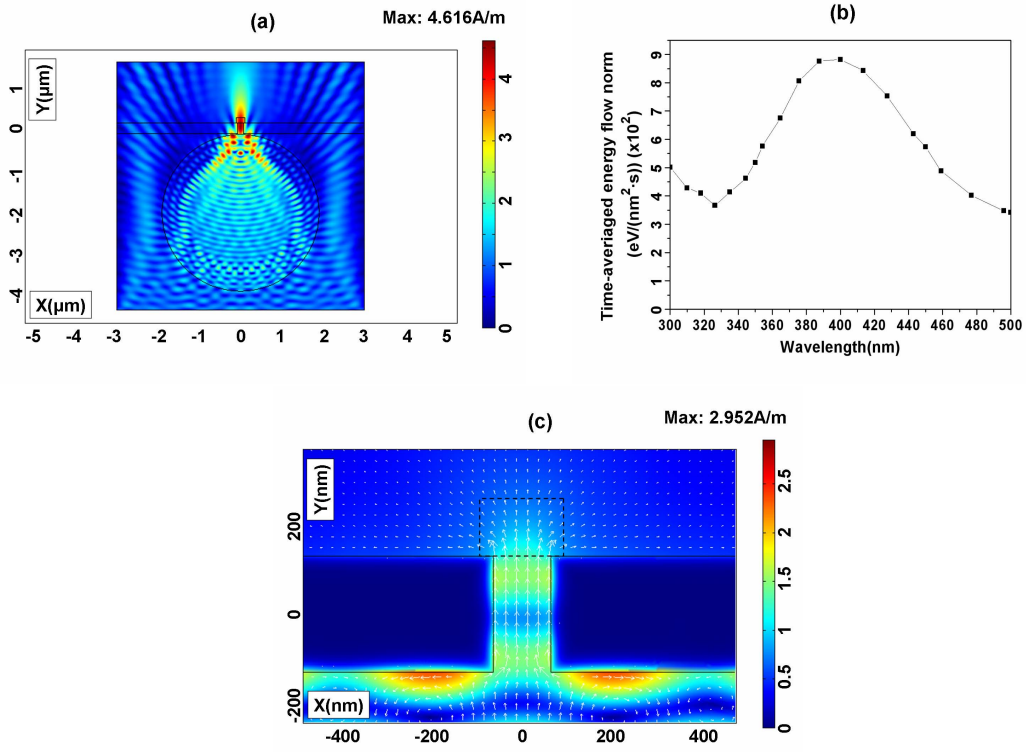


FIGURA 10.6: (a) Distribución espacial de la norma del campo magnético $|\mathbf{H}_z(\mathbf{r})|$ (en A/m (unidades SI)) en colores. Flujo de energía promediado temporalmente (amplitud $|\langle \mathbf{S} \rangle| = 19364,69 \text{ eV}/(\text{nm}^2 \cdot \text{s})$ para el punto de máxima concentración en el nanojet, cuya anchura es $w \approx 120 \text{ nm}$) en un cilindro α -crystalline SiO_2 (índice de refracción $n_{\text{silice}} = 1,558$; radio del cilindro $r = 1,9 \mu\text{m}$) iluminado desde abajo por un haz rectangular P-polarizado de amplitud unidad (anchura $w = 6 \mu\text{m}$) a $\lambda = 400,0 \text{ nm}$. Se han dibujado la lámina y la rendija que se utilizarán posteriormente para ver sus posiciones relativas en las figuras siguientes. (b) Transmisión de una lámina de Al metálico aislado (anchura $D = 6 \mu\text{m}$; grosor $h = 258,30 \text{ nm}$; anchura de rendija $d = 129,15 \text{ nm}$) en norma de flujo energético promediado temporalmente $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$, a su vez promediado en el monitor rectangular de área $A = ((3/2)d)d = 25019,58 \text{ nm}^2$ a la salida de la abertura (véase el rectángulo de la Fig. 10.6(c)). Surge un pico de supertransmisión a $\lambda = 400,0 \text{ nm}$ (correspondiente al modo de rendija TE_{10}). (c) Detalle de la abertura cuya respuesta se estudia en la Fig. 10.6(b), iluminada a $\lambda = 400,0 \text{ nm}$ (índice de refracción $n_{\text{Al}} = 0,490 + i4,86$). Norma del campo magnético $|\mathbf{H}_z(\mathbf{r})|$ (en A/m (unidades SI)) en colores, y $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ en flechas (longitud máxima de flechas $= 4829,44 \text{ eV}/(\text{nm}^2 \cdot \text{s})$).

de transmisión. Entonces, es posible inquirir si cualquier efecto que dé lugar a una distribución de gran intensidad de campos altamente localizados en la abertura, incluso no siendo resonante, producirá un fenómeno similar. Con esta finalidad, consideraremos seguidamente una situación de superenfoco en el interior de la rendija. Esto requiere una gran partícula dieléctrica que actúe como lente a campo cercano (véase e. g. [294]). Los parámetros geométricos se adaptan ahora al tamaño de la mancha de enfoco en la intensidad concentrada por la partícula. Se efectúa este superenfoco con un cilindro de SiO_2 [226] de radio $r = 1,9 \mu\text{m}$, iluminado por un haz P-polarizado de perfil rectangular y anchura $w = 6 \mu\text{m}$. Se concentra un *nanojet* [211, 256, 259, 274] de una anchura media

a la mitad del máximo aproximada $FWHM = 120nm$, mediante superenfoco en el cilindro, al lado opuesto de su superficie iluminada, tal como se ilustra para esta partícula sola en la Fig. 10.6(a) a $\lambda = 400nm$, en la cual hemos dibujado también la lámina con la rendija indicando así la posición relativa entre éstas y el cilindro cuando ambos objetos estén presentes en adelante. El refuerzo y la concentración de flujo energético en el nanojet creado en la zona opuesta a la iluminación incidente se hacen evidentes en esta figura. La rendija que consideramos seguidamente, de anchura $d = 129,15nm$, se encuentra de nuevo en una lámina de Al , esta vez de grosor $h = 258,3nm$ y anchura $D = 6\mu m$. El flujo de energía que esta rendija transmite por sí sola en un monitor rectangular de área $((3/2)d)d = 25019,58nm^2$ se ilustra en la Fig. 10.6(b) a medida que varía la longitud de onda λ del haz incidente antes mencionado. Como se muestra, aparece un máximo de transmisión de la rendija a $\lambda = 400nm$. En la Fig. 10.6(c) se ve la magnitud del campo magnético y la distribución espacial del flujo energético promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ cerca de la rendija que corresponden a esta longitud de onda de máxima transmisión para la rendija sola iluminada.

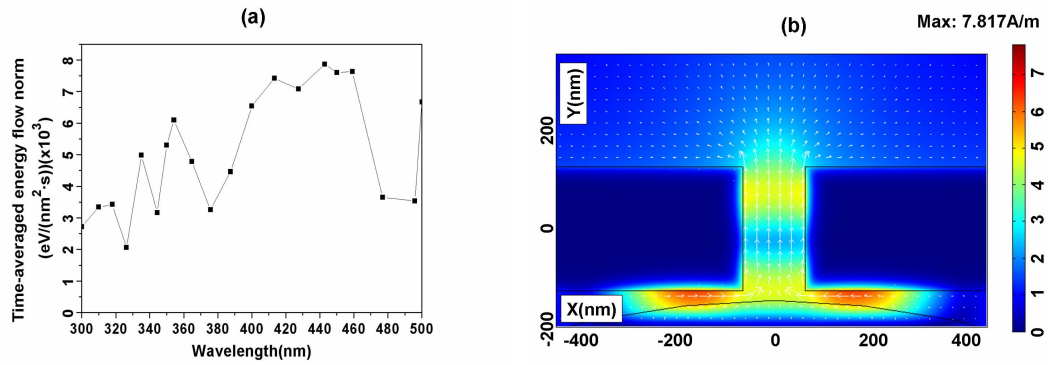


FIGURA 10.7: (a) Respuesta del sistema combinado cilindro-lámina en norma de flujo energético promediado temporalmente $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$, a su vez promediado en el mismo monitor de la Fig. 10.6(b). El sistema alcanza su máxima transmisión a $\lambda = 442,8nm$. (b) Detalle de la transmisión en la abertura evaluada como en la Fig. 10.6(b) cuando se ilumina el sistema combinado cilindro-lámina como anteriormente a $\lambda = 442,8nm$ (índice de refracción $n_{Al} = 0,598 + i5,38$; $n_{silica} = 1,553$). Norma del campo magnético $|\mathbf{H}_z(\mathbf{r})|$ (en A/m (unidades SI)) en colores, y $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ en flechas (longitud máxima de flechas = $43480,41eV/(nm^2 \cdot s)$). La distancia entre la superficie del cilindro y el plano de entrada de la lámina de Al es $20nm$.

Si emplazamos ahora el cilindro anterior ante la rendija, la Fig. 10.7(a) muestra, frente a λ , la transmisión del flujo de energía hacia el citado monitor rectangular de evaluación. Se ve también en esta imagen que, cerca de la longitud de onda a la cual la rendija supertransmite, la forma del espectro de transmisión no cambia apreciablemente excepto por altibajos debidos a reflexiones en la cavidad cilindro-rendija/lámina, incluso aunque su pico, debido a la presencia del nanojet, se incrementa en un factor 8 y sufra desplazamiento al rojo. Como muestra el detalle de la Fig. 10.7(b), se obtiene ahora un realce en

la supertransmisión de la abertura. Esta figura corresponde al máximo de esta cantidad ilustrado en la Fig. 10.7(a), el cual ocurre a $\lambda = 442,8nm$. Así, de nuevo, la presencia de la partícula desplaza al rojo la transmitancia resonante de la abertura. Ya que el nanojet no es una resonancia, sino un efecto de enfoque sub- λ , y el índice de refracción del cilindro de SiO_2 no da lugar a mucha retroalimentación por reflexión múltiple con la abertura/rendija, la magnitud de este realce es mucho menor, sin embargo, que el conseguido mediante la interacción entre una resonancia plasmónica de partícula y el modo TM_{10} de la rendija sub- λ , como se ha mostrado en los ejemplos previos con partículas de Ag .

10.5. Discusión y conclusiones

En los cálculos anteriores, hemos empleado una región de longitudes de onda en el UV para las observaciones de la excitación de LSPs y en el violeta para los nanojets. Como se ha mencionado al comienzo de la Sección 10.3, es posible elegir elegir otros parámetros y materiales para observar fenómenos similares. En nuestro caso, al respecto de la excitación de LSPs hemos efectuado otros cálculos con diferentes longitudes de onda, tamaños y materiales para la lámina y la partícula, obteniendo similares resultados cualitativos. Por ejemplo, si se usa una partícula de Au de radio $a = 50nm$, este cilindro solo presenta un pico de resonancia LSP_{11} a $\lambda = 496nm$ de flujo energético promediado temporalmente de unos $476eV/(nm^2 \cdot s)$, con factores de calidad más bajos que los de la Fig. 10.2(a), y cuya forma de línea es curiosamente similar a la de una esfera de Au de radio $a = 20nm$ (esto último se ha mostrado en la Fig. 12.17 de [295]). Entonces, empleando una lámina de Al con una rendija cuyos parámetros D , h y d se escalan con respecto a aquéllos de la Sección 10.3 en un factor $5/3$, se obtiene en el rango de longitudes de onda alrededor de $\lambda = 496nm$ una cola de energía transmitida para la rendija sola (con un valor de unos $133eV/(nm^2 \cdot s)$ cerca de esa longitud de onda), y un pico de transmisión a $\lambda = 501nm$ de $450eV/(nm^2 \cdot s)$ para la combinación rendija-cilindro. Esta cantidad de energía transmitida es ya similar a la que circula sobre la superficie del cilindro solo, pero es más de tres veces mayor que aquélla que se alcanza con la rendija sola. Se obtienen resultados análogos con otros materiales y tamaños en lo que respecta al enfoque de nanojets.

Concluimos asertando la universalidad del refuerzo de la transmisión a través de una abertura sub- λ mediante la excitación de resonancias de LSP en partículas, o en general realzar y localizar la energía incidente a la entrada de la abertura por medio de otros procedimientos tales como e. g. un nanojet u otras técnicas de enfoque. Este realce es independiente de si la abertura produce o no por sí sola transmisión extraordinaria,

por supuesto siempre que se elija una iluminación tal que se excite un modo principal homogéneo (i. e. propagante) en la cavidad de aquélla; en particular, la polarización P para el haz incidente es necesaria cuando se trata de rendijas 2D. El LSP excitado o el nanojet enfocado en la partícula domina la transmisión. Y, en el primer caso, es más eficiente cuanto mayor es el factor Q de la resonancia, dependiendo siempre de los tamaños de los objetos y, por lo tanto, de la perturbación en longitud de onda del sistema combinado rendija-partícula.

Esperamos que estos resultados estimulen experimentos en 2D y 3D. En particular, si una cadena de nanopartículas plasmónicas forma una guía de ondas transportadora de energía y señal, es posible que la abertura contituya entonces un interesante dispositivo de acoplamiento, al cual podría añadirse una alta direccionalidad de luz transmitida si, por ejemplo, se introdujese una corrugación periódica en la lámina. Un efecto similar sería viable para luz superenfocada y para nanoantenas ante las rendijas.

Parte IV

Atrapamiento óptico de partículas resonantes mediante rendijas sublongitud de onda

Capítulo 11

Fuerzas electromagnéticas sobre objetos extensos

11.1. Introducción

La manipulación de micro- y nanoestructuras mediante la acción mecánica de la luz sobre la materia abre un amplio campo de estudio a estas escalas. En 1986 se inventaron las pinzas ópticas [296] como subproducto resultante de los extensos estudios de la presión de radiación ejercida por la luz sobre células, partículas y átomos. Desde entonces, este dispositivo ha permitido la manipulación no destructiva de estructuras en una gran variedad de técnicas que cubren desde la espectroscopía [297, 298], transiciones de fase en polímeros [299] y reordenación de partículas dieléctricas ([300]) hasta la espectroscopía de fuerzas fotónicas en células [301] y moléculas biológicas [302].

Los refuerzos de la intensidad lumínica en regiones de campo cercano próximas a superficies pueden dar lugar a fuerzas de gradiente realzadas capaces de atrapar partículas dentro de zonas a escala nanométrica ([303–305]). Por otro lado, las ondas evanescentes son útiles en experimentos para controlar la posición de partículas suspendidas por encima de una superficie y para estimar la fuerza de interacción coloidal entre aquéllas y éstas [306–308].

Como se verá en la Sección 11.3, el cálculo exacto de las fuerzas electromagnéticas conlleva el conocimiento del campo total. Se han utilizado diferentes procedimientos en la evaluación de estos campos para distintas configuraciones: el método del multipolo múltiple ([303]), de dipolos acoplados ([304, 305, 309]), FDTD ([123]), o el método integral [147, 310].

La fuerza ejercida sobre una partícula viene dada por el cambio total en el momento de los fotones incidentes debido al “scattering”, absorción y emisión espontánea de la misma, por lo que en el caso de trabajar con partículas de tamaño comparable a la longitud de onda de iluminación no es suficiente con seguir la aproximación dipolar (consúltese la Sección 11.2), sino que debe determinarse el campo eléctrico mediante la teoría de “scattering” de Mie [311].

La utilización de las fuerzas electromagnéticas se basa en la fuerza de gradiente que se genera en la interacción entre las partículas de prueba y distintas configuraciones (consúltese [312]), realizada o no por el refuerzo de campo debido a resonancias excitadas en las primeras [144, 313–316]: resonantes o no, y superficies [147, 317–322], en los enlaces formados entre un grupo de las primeras [323], y en estructuras que realzan y localizan el campo, como pinzas [296, 303, 324–330] y trampas ópticas. Los estudios de topografía de superficie, el autoensamblaje provocado por luz, y el atrapamiento óptico son algunas de sus principales aplicaciones.

De entre ellas, el diseño de pinzas ópticas [296, 331] se ha aplicado ampliamente en ciencias biofísicas para manipular células vivas [332], medir fuerzas asociadas a la transcripción del ARN [333], desplazar moléculas aisladas de ADN en fluidos viscosos [334], etc ...

No sólo pares de haces laser contrapropagantes [331] o aislados [296] pueden usarse con este fin, sino que son también interesantes las configuraciones formadas por partículas próximas a aberturas sub- λ iluminadas por encima de su longitud de onda de corte, las cuales interaccionan con aquéllas por medio de fotones evanescentes [123]. Para el caso de partículas pequeñas (radio $R \sim 100nm$), sin embargo, las fuerzas de gradiente son muy débiles mientras que el movimiento térmico es importante debido a la también débil fricción por viscosidad, favoreciendo esto al escape de las partículas. La única solución sería aumentar la potencia del laser que ilumina la abertura, lo cual no es aconsejable teniendo en cuenta las posibles aplicaciones biológicas del sistema. Para superar esta desventaja, se han diseñado trampas ópticas de este tipo en las cuales la presencia de partículas dieléctricas no resonantes en sus proximidades produce un refuerzo de transmisión (supertransmisión) a través de la abertura y, por lo tanto, del campo electromagnético en sus alrededores. Esto lleva al realce de las fuerzas electromagnéticas en trampas ópticas por el fenómeno de “atrapamiento óptico mediante retroacción autoinducida” (SIBA, self-induced back-action) [124]. Puede encontrarse una revisión actual sobre pinzas y trampas ópticas en [125].

11.2. Fuerza sobre una partícula pequeña. La aproximación dipolar

Aunque se calcularán fuerzas electromagnéticas de manera exacta (véase 11.3), el análisis presentado en esta sección será útil para interpretar los resultados correspondientes a cada uno de las configuraciones estudiadas en los Capítulos 12 y 13.

Las partículas pequeñas (radio $a \ll \lambda$), responden a un campo electromagnético externo mediante un momento dipolar inducido $\vec{\mathcal{P}}$, experimentando así la fuerza de Lorentz [335] (unidades gaussianas):

$$\mathbf{F} = (\vec{\mathcal{P}} \cdot \nabla) \vec{\mathcal{E}} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{\mathcal{P}}}{\partial t} \times \vec{\mathcal{B}}. \quad (11.1)$$

donde $\vec{\mathcal{E}}$ y $\vec{\mathcal{B}}$ son los vectores eléctrico y magnético, respectivamente.

Suponiendo armónico el campo electromagnético, es decir $\vec{\mathcal{E}} = \Re\{\mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}\}$, $\vec{\mathcal{B}} = \Re\{\mathbf{B}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}\}$, $\vec{\mathcal{P}} = \Re\{\mathbf{p}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}\}$; $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ y $\mathbf{p}(\mathbf{r})$ son funciones complejas de la posición y el espacio, y \Re denota la parte real. La variable observada en experimentos a frecuencia óptica es la fuerza promediada en el tiempo para un intervalo T largo (en comparación con $2\pi/\omega$). Se define ésta como [132]:

$$\langle \mathbf{F}(\mathbf{r}) \rangle = \frac{1}{4T} \int_{-T/2}^{T/2} dt \left[((\mathbf{p} + \mathbf{p}^*) \cdot \nabla)(\mathbf{E} + \mathbf{E}^*) + \frac{1}{c} \left(\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{p}^*}{\partial t} \right) \times (\mathbf{B} + \mathbf{B}^*) \right], \quad (11.2)$$

donde $*$ representa el complejo conjugado. Sustituyendo en la Ec. 11.2 \mathbf{E} , \mathbf{B} y \mathbf{p} por sus expresiones armónicas y realizando la integral, se obtiene para la componente cartesiana i -ésima de la fuerza:

$$\langle F_i(\mathbf{r}) \rangle = \frac{1}{2} \Re \left\{ p_j \frac{\partial E_i^*(\mathbf{r})}{\partial x_j} + \frac{1}{c} \epsilon_{ijk} \frac{\partial p_j}{\partial t} B_k^* \right\}. \quad (11.3)$$

En la Ec. 11.3 $i = 1, 2, 3$, ϵ_{ijk} es el tensor completamente antisimétrico de Levi - Civita. Usando la ecuación de Maxwell $\mathbf{B} = (c/i\omega) \nabla \times \mathbf{E}$ y las relaciones: $\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}$ y $\partial \mathbf{p} / \partial t = -i\omega \mathbf{p}$, siendo α la polarizabilidad de la partícula, la Ec. 11.3 se transforma en:

$$\langle F_i(\mathbf{r}) \rangle = \frac{1}{2} \Re \left\{ \alpha \left(E_j \frac{\partial E_i^*(\mathbf{r})}{\partial x_j} + \epsilon_{ijk} \epsilon_{klm} E_j \frac{\partial E_m^*}{\partial x_l} \right) \right\}. \quad (11.4)$$

Teniendo en cuenta que $\epsilon_{ijk}\epsilon_{klm} = \delta_{il}\delta_{jm} - \delta_{im}\delta_{jl}$, el promedio temporal de la fuerza de Lorentz se puede expresar como [336, 337]:

$$\langle F_i(\mathbf{r}) \rangle = \frac{1}{2} \Re \left\{ \alpha E_j \frac{\partial E_j^*(\mathbf{r})}{\partial x_i} \right\}. \quad (11.5)$$

Para una partícula dipolar, la polarizabilidad es (en unidades gaussianas) [338]:

$$\alpha(\omega) = \frac{\alpha_0(\omega)}{1 - \frac{2}{3}ik^3\alpha_0(\omega)} \quad \text{con} \quad \alpha_0(\omega) = a^3 \frac{\epsilon(\omega)-1}{\epsilon(\omega)+2}, \quad (11.6)$$

siendo $\epsilon = \epsilon_2/\epsilon_0$ el contraste de permitividades dieléctricas de la partícula (ϵ_2), y el medio que la envuelve (ϵ_0). $k = \sqrt{\epsilon_0}k_0$, $k_0 = \omega/c$. En el límite de partícula pequeña, $a \ll \lambda$, o de forma equivalente, $ka \ll 1$, α puede ser aproximado por: $\alpha = \alpha_0(1 + \frac{2}{3}ik^3|\alpha_0|^2)$. En esta expresión, la parte imaginaria de α constituye el término de reacción ante la radiación.

Para una onda que se propaga a lo largo de \mathbf{k} , el vector eléctrico se puede definir como:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}. \quad (11.7)$$

Sustituyendo la Ec. 11.7 en la Ec. 11.5, se obtiene la fuerza experimentada por una partícula dipolar [337]:

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \frac{1}{4} \Re\{\alpha\} \nabla |\mathbf{E}_0|^2 + \frac{1}{2} \mathbf{k} \Im\{\alpha\} |\mathbf{E}_0|^2 - \frac{1}{2} \Im\{\alpha\} \Im\{\mathbf{E}_0 \cdot \nabla \mathbf{E}_0^*\}. \quad (11.8)$$

donde \Im denota la parte imaginaria. El primer término es la fuerza de gradiente, mientras que el segundo término representa la contribución de la presión de radiación a la fuerza de “scattering”. Sustituyendo $\alpha = \alpha_0(1 + \frac{2}{3}ik^3|\alpha_0|^2)$, en la aproximación anterior se ve que ésta también se puede expresar ($ka \ll 1$, condición de “Rayleigh scattering”) como ([134]): $(|\mathbf{E}_0|^2/8\pi)C\mathbf{k}/k$; siendo C la sección eficaz de “scattering” de la partícula: $C = (8/3)\pi k^4|\alpha_0|^2$. Nótese que el último término de la Ec. 11.8 es solamente cero cuando, o bien α o bien \mathbf{E}_0 , es real. Este último es el caso de una onda plana propagante o evanescente pero no de un campo electromagnético general.

De hecho, esta expresión puede formularse de la siguiente forma [339] (unidades SI):

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \Re\{\alpha\} \left\{ \nabla \frac{1}{4} |\mathbf{E}|^2 \right\} + \sigma \left\{ \frac{1}{c} \langle \mathbf{S} \rangle \right\} + \sigma \{ c \nabla \times \langle \mathbf{L}_S \rangle \} \quad (11.9)$$

donde, siendo $\sigma = k_0 \Im\{\alpha\}/\epsilon_0$ la sección eficaz total de la partícula, puede verse el tradicional término de presión de radiación, proporcional al promedio temporal del vector de Poynting $\langle S \rangle = (1/2)\Re\{\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*\}$. El último término, el cual se corresponde con el último de la Ec. 11.8, depende del promedio temporal de la densidad de spin del campo electromagnético $\langle \mathbf{L}_S \rangle$ [339]. Éste se define como [339, 340]:

$$\langle \mathbf{L}_S \rangle = \frac{\epsilon_0}{4\omega i} \mathbf{E} \times \mathbf{E}^* \quad (11.10)$$

Así, a la fuerza de “scattering” contribuye también una fuerza rotacional asociada a la distribución no uniforme de \mathbf{L}_S . Por definición, es una fuerza no conservativa. Cuando la luz está linealmente polarizada, este término se anula.

Es bueno dar aquí expresiones para la polarizabilidad de partículas bidimensionales en aproximación dipolar, ya que todo este trabajo se desarrollará para cilindros infinitos. Éstos, a diferencia de las partículas esféricas, generan una dirección en el espacio (su eje axial), por lo que su respuesta dieléctrica al campo electromagnético dependerá de la dirección en la que oscile el campo eléctrico: paralela al eje del cilindro (polarización S o TE), o perpendicular a éste (polarización P o TM). Así, de forma análoga a la Ec. 11.6, la polarizabilidad (con corrección de radiación-reacción) queda [341]:

$$\alpha^{(S)}(\omega) = \frac{\alpha_0^{(S)}(\omega)}{1 - \frac{1}{4}ik^2\pi\alpha_0^{(S)}(\omega)} \quad \text{con} \quad \alpha_0^{(S)}(\omega) = a^2[\epsilon(\omega) - 1], \quad (11.11)$$

para polarización S o TE, y

$$\alpha^{(P)}(\omega) = \frac{\alpha_0^{(P)}(\omega)}{1 - \frac{1}{4}ik^2\pi\alpha_0^{(P)}(\omega)} \quad \text{con} \quad \alpha_0^{(P)}(\omega) = a^2 \frac{\epsilon(\omega) - 1}{\epsilon(\omega) + 1}, \quad (11.12)$$

para polarización P o TM.

11.2.1. Componentes conservativas y no conservativas. Interpretación

Se da una interpretación geométrica de las fuerzas de gradiente y “scattering” procedentes de la presión de radiación en las Figs. 11.1(a)–11.1(b), para dos casos de iluminación: haz gaussiano y onda evanescente, respectivamente. Considérense un par de rayos “a” y “b” que inciden simétricamente en la superficie del cilindro. La desviación de trayectoria, o cambio de momento, que sufren estos rayos a su paso través de la partícula debido a refracción permite obtener gráficamente las fuerzas \mathbf{F}_a y \mathbf{F}_b , siendo esta última, debida al rayo más intenso, de mayor magnitud que la primera. A partir de este análisis geométrico,

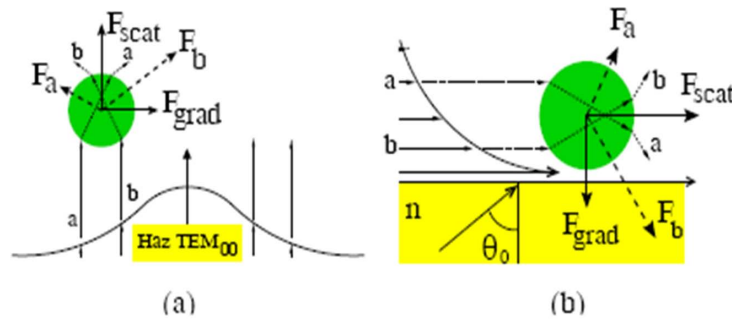


FIGURA 11.1: Descomposición geométrica en componentes de “scattering”, \mathbf{F}_{scat} , y de gradiente, \mathbf{F}_{grad} , correspondiente a la fuerza electromagnética ejercida sobre una partícula de índice de refracción mayor que el medio que la rodea, por (a) un haz TEM_{00} , y (b) un haz evanescente. Ilustración tomada de [129].

el efecto global de la fuerza que el haz ejerce sobre la partícula puede descomponerse así en dos componentes diferenciadas, \mathbf{F}_{scat} , llamada fuerza de “scattering”, que apunta en la dirección y sentido del impulso incidente del haz, y \mathbf{F}_{grad} , *fuerza de gradiente*, que proviene de su perfil de intensidad, impulsando la partícula transversalmente a la dirección definida por éste, hacia sus zonas más intensas. No habrá fuerza de gradiente en caso de colocar la partícula simétricamente al eje del haz gaussiano (Fig. 11.1(a)) o en una onda plana. Para partículas de menor densidad óptica que el medio, el cambio de momento generado por la refracción de los rayos a través de la partícula es opuesto al caso expuesto, con lo cual la partícula se alejará de la zona axial del haz de la Fig. 11.1(a). Resultados similares se siguen del tratamiento geométrico para la Fig. 11.1(b).

11.3. Expresión exacta para el promedio temporal de la fuerza electromagnética sobre un objeto extenso. Tensor de tensiones de Maxwell

Se presentarán en los capítulos 12 y 13 cálculos de fuerza más generales, sin recurrir a la aproximación dipolar, por lo que habrá que utilizar un método exacto, no aproximado como el anterior, que parta de los valores del campo electromagnético en las proximidades de las partículas. Para ver un tratamiento detallado del desarrollo que se sigue aquí consúltase [129].

Supóngase una región del espacio en la que existen campos electromagnéticos y materia. En este sistema aislado que comprende a ambos, podrá haber intercambio de energía y momento entre los dos subsistemas (de origen electromagnético y mecánico, para la radiación y la materia, respectivamente), siempre que se conserve la energía y el momento del sistema completo. Así, ambos subsistemas pueden ejercerse fuerzas mutuamente.

Expresando las ecuaciones de Maxwell en el espacio libre en su forma covariante, a partir del tensor del campo electromagnético $F^{\mu\nu}$:

$$\partial_\mu F^{\mu\nu}(x) = 0, \quad (11.13)$$

donde se ha usado el convenio de suma de Einstein en índices repetidos. Los índices con letras del alfabeto griego van a recorrer los valores del 0 al 3 ($\mu = 0, 1, 2, 3$), mientras que los índices con letras del abecedario latino lo harán del 1 al 3 ($i = 1, 2, 3$). $x = (x^\mu) \equiv (ct, \mathbf{r})$ es el cuadrivector posición en este formalismo, y $\partial_\mu \equiv \partial/\partial x^\mu = (\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}, \nabla)$, el cuadrivector derivada covariante.

Partiendo del tensor campo electromagnético (en su forma contravariante)

$$\overleftrightarrow{\mathbf{F}} = (F^{\mu\nu}) = \begin{pmatrix} 0 & -\mathcal{E}^1 & -\mathcal{E}^2 & -\mathcal{E}^3 \\ \mathcal{E}^1 & 0 & -\mathcal{B}^3 & \mathcal{B}^2 \\ \mathcal{E}^2 & \mathcal{B}^3 & 0 & -\mathcal{B}^1 \\ \mathcal{E}^3 & -\mathcal{B}^2 & \mathcal{B}^1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (11.14)$$

que cumple las ecuaciones de Maxwell $\partial_\mu F^{\mu\nu}(x) = 0$, la formulación lagrangiana en teoría clásica de campos (ver, por ejemplo, [342, 343]) se puede construir el tensor de energía-momento (simetrizado), $T^{\mu\nu}(x)$, que en el caso del campo electromagnético es:

$$T^{\mu\nu}(x) = F^{\rho\mu}(x)F^\nu{}_\rho(x) - \eta^{\mu\nu}\mathcal{L}(x), \quad \text{con } \mathcal{L}(x) = -\frac{1}{2}F_{\rho\sigma}(x)F^{\rho\sigma}(x). \quad (11.15)$$

$\mathcal{L}(x)$ es la densidad lagrangiana del campo electromagnético en el espacio libre y $\eta^{\mu\nu}$ es un tensor métrico que cumple $\eta_{\mu\nu} = \eta_{\nu\mu}$, con $\eta_{00} = 1$, $\eta_{0i} = 0$, $\eta_{ij} = -\delta_{ij}$ ($\eta_{\mu\nu} = \eta^{\nu\mu}$, $\eta^\mu{}_\nu = \delta^\mu{}_\nu$). Este tensor es el conocido como *tensor de tensiones de Maxwell*, el cual en espacio libre cumple la ley de conservación $\partial_\mu T^{\mu\nu}(x) = 0$. Definiendo, en unidades Heaviside-Lorentz, la densidad de energía electromagnética $\mathcal{W} = \frac{1}{2}(\vec{\mathcal{E}}^2 + \vec{\mathcal{B}}^2)$, el vector de Poynting $\vec{\mathcal{S}} = c(\vec{\mathcal{E}} + \vec{\mathcal{B}})$ (siendo la densidad de momento electromagnético $\vec{g}^{\text{em}} = \frac{1}{c^2}\vec{\mathcal{S}}$) esta ley puede desglosarse en:

$$\frac{\partial \mathcal{W}}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\mathcal{S}} = 0, \quad (11.16)$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial S^j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x^k} T^{kj} = 0. \quad (11.17)$$

Las Ecs. 11.16 y 11.17 representan el teorema de Poynting y la conservación del momento, respectivamente, en el espacio libre.

Usando la expresión covariante del tensor de Maxwell que ofrece [128]

$$T_{ij} = \mathcal{E}_i \mathcal{E}_j + \mathcal{B}_i \mathcal{B}_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} (\vec{\mathcal{E}}^2 + \vec{\mathcal{B}}^2), \quad (11.18)$$

al integrar la Ec. 11.17 en un volumen dado, se tiene que:

$$\vec{F}^{(em)} - \frac{\partial}{\partial t} \vec{G}^{(em)} = 0, \quad \text{donde} \quad (11.19)$$

$$\vec{G}^{(em)}(t) \equiv \int_V d^3r \vec{g}^{(em)}(x) \quad \text{y} \quad F_j^{(em)}(t) \equiv \int_V d^3r \frac{\partial}{\partial x_k} T_{jk}(x). \quad (11.20)$$

Hasta ahora, se ha supuesto que la radiación estaba aislada, por lo que la ley 11.19 se cumple. En caso de tratar un sistema materia-radiación la Ec. 11.19 se transforma en:

$$\vec{F}^{(em)} - \frac{\partial}{\partial t} \vec{G}^{(em)} = \frac{\partial}{\partial t} \vec{G}^{(mec)} \quad (11.21)$$

donde por $\vec{G}^{(mec)}$ se indica el momento mecánico que genera el campo electromagnético en su interacción con la materia. El volumen de integración anterior, V , deberá contener el espacio ocupado por la materia sobre la cual deseamos estimar el balance de momentos campo-materia. Si definimos $\vec{F} = \frac{\partial}{\partial t} \vec{G}^{(mec)}$, tenemos que ésta será la fuerza que se ejercerá sobre la materia debido a su interacción con la radiación. Expandiendo la Ec. 11.21 en forma vectorial y haciendo uso del teorema de Gauss:

$$\vec{F}(t) = \int_{\Sigma} d^2r \overleftrightarrow{\mathbf{T}} \cdot \vec{n} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_V d^3r \vec{S} \quad (11.22)$$

donde Σ es una superficie cualquiera (contorno de V) que contiene la materia, y \vec{n} es el vector unitario normal a dicha superficie y exterior a V . Expresando la ecuación anterior en función de los campos $\vec{\mathcal{E}}$ y $\vec{\mathcal{H}}$, usando el sistema internacional de unidades (SI) [138]:

$$\begin{aligned} \vec{F}(t) = & \int_{\Sigma} d^2r \left[\epsilon(\vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{n})\vec{\mathcal{E}} + \mu(\vec{\mathcal{H}} \cdot \vec{n})\vec{\mathcal{H}} - \frac{1}{2}(\epsilon\vec{\mathcal{E}}^2 + \mu\vec{\mathcal{H}}^2)\vec{n} \right] \\ & - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_V d^3r (\vec{\mathcal{E}} \times \vec{\mathcal{H}}). \end{aligned} \quad (11.23)$$

que en unidades gaussianas queda:

$$\begin{aligned} \vec{F}(t) = & \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma} d^2r \left[\epsilon(\vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{n})\vec{\mathcal{E}} + \mu(\vec{\mathcal{H}} \cdot \vec{n})\vec{\mathcal{H}} - \frac{1}{2}(\epsilon\vec{\mathcal{E}}^2 + \mu\vec{\mathcal{H}}^2)\vec{n} \right] \\ & - \frac{1}{4\pi c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_V d^3r (\vec{\mathcal{E}} \times \vec{\mathcal{H}}). \end{aligned} \quad (11.24)$$

El momento electromagnético del campo es muy pequeño, al llevar el factor $1/c^2$, por lo que su contribución a la fuerza es pequeña [138].

Llegados a este punto, debe tenerse en cuenta que en este trabajo van a calcularse fuerzas sobre objetos ejercidas por haces de luz en un rango próximo al visible, con lo que éstas van a variar muy rápidamente en el tiempo, siendo estos cambios despreciables para el objeto. Se necesita así hacer uso de una expresión para el promedio temporal de la fuerza electromagnética.

Para campos armónicos $\vec{\mathcal{E}}(\mathbf{r}, t) = \Re\{\mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}\}$, $\vec{\mathcal{H}}(\mathbf{r}, t) = \Re\{\mathbf{H}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}\}$, y teniendo en cuenta que la contribución del vector de Poynting es nula en el promedio temporal $\langle \mathbf{F} \rangle = \langle \vec{F}(t) \rangle$, la Ec. 11.24 queda

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{F} \rangle = & \frac{1}{8\pi} \Re \left\{ \int_{\Sigma} d^2r \left[(\epsilon \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \cdot \mathbf{n}) \mathbf{E}^*(\mathbf{r}, \omega) + (\mu \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) \cdot \mathbf{n}) \mathbf{H}^*(\mathbf{r}, \omega) \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{2}(\epsilon |\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)|^2 + \mu |\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega)|^2) \mathbf{n} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (11.25)$$

en el sistema gaussiano de unidades. Nótese que la superficie Σ puede ser cualquiera, siempre que contenga el cuerpo sobre el cual se quieren calcular las fuerzas. En el Apéndice B se explica la forma de implementar la Ec. 11.25 (en unidades SI) al cálculo

numérico de fuerzas sobre cilindros. Para integrar, se usa una superficie cilíndrica infinita tan cercana a la superficie del cilindro que conforma la partícula como permita el método de cálculo.

Capítulo 12

Comportamiento de rendijas sublongitud de onda como trampas ópticas

12.1. Introducción

La manipulación de nano-objetos por medio de la acción mecánica de la luz constituye un refinamiento basado en el desarrollo de las pinzas ópticas, con potencial en física y biología [123–125, 296, 312, 332–334, 336, 344]. La extensión del atrapamiento óptico a la nanoescala requiere enfrentarse a ínfimas fuerzas de gradiente y gran movimiento térmico de las partículas [124, 125]. Una posibilidad, sugerida en [124], de hacerla posible se vale de resonancias morfológicas (MDRs) de una abertura sub- λ en presencia de una nanopartícula. Esto permite trabajar con fuerzas de gradiente de valor más elevado a partir de potencias de iluminación más bajas.

Sin embargo, aparte este estudio, y a pesar de la gran cantidad de desarrollo acerca del fenómeno de la transmisión extraordinaria, (o supertransmisión), por aberturas sub- λ [71, 77, 83, 96, 101, 223, 279, 281–287, 345], es escaso el número de estudios existentes, a nuestro entender, [123, 124], que tratan el control de fuerzas ópticas sobre partículas cercanas a aberturas. Mediante el uso de estos sistemas, es del mayor interés en nano-óptica investigar este fenómeno a escala sub- λ para, por ejemplo, el sondeo de nanoestructuras o la estimación de la adhesión entre componentes celulares en biología [312]. En particular, se ha demostrado recientemente que la excitación de MDRs en nano-objetos [131, 149, 220], es decir, de modos de galería susurrante (WGM) [136, 137, 152, 215, 219, 233] en partículas dieléctricas o de plasmones superficiales localizados (LSP) [176, 185, 221, 246] en las de metales nobles, situadas bien a la salida

bien a la entrada de una abertura sub- λ , contribuye a realzar la supertransmisión de la última [251, 288, 346]. Las longitudes de onda de las resonancias de partícula gobiernan el rango en el cual trabaja este fenómeno de supertransmisión, concretamente en el infrarrojo cercano para partículas dieléctricas de alto índice de refracción (silicio) y en el ultravioleta para aquéllas metálicas.

Por lo tanto, la alta localización de energía que tiene lugar en este fenómeno sugiere que estos sistemas son candidatos de interés para investigar fuerzas ópticas sobre partículas resonantes a nanoescala. Éste es el propósito de este capítulo. Se presenta un estudio de las fuerzas fotónicas ejercidas sobre una partícula de silicio (*Si*) o sobre una metálica, situada a la entrada o a la salida de una rendija sub- λ practicada en una lámina metálica e iluminada en transmisión extraordinaria. Se muestra que la fuerza óptica sobre nanopartículas dieléctricas con su resonancia de Mie excitada es bastante diferente de aquélla correspondiente a las metálicas en las mismas circunstancias. De esta forma, las nanopartículas dieléctricas iluminadas en resonancia cerca de la nanoabertura, experimentan fuerzas ópticas que son generalmente más débiles que en el caso en el cual las partículas se encuentran fuera de resonancia; debiéndose esto a una distribución de menor intensidad en los alrededores de las partículas como resultado de su localización dentro de éstas en forma de WGMs. Por otro lado, las nanopartículas metálicas próximas a aberturas sub- λ sufren fuerzas ópticas más fuertes en resonancia que fuera de ella; emanando esto del realce y localización de intensidad correspondiente a sus LSPs en campo cercano. Existe la posibilidad de que, además, se refuerzen las fuerzas entre la abertura y la partícula metálica resonante y sean atractivas, contrariamente a lo que ocurre en el caso de partículas dieléctricas, especialmente cuando estas últimas se sitúan tras la salida de la abertura.

Los cálculos se han efectuado a partir del tensor de tensiones de Maxwell (MST) [123, 147, 304, 312, 339, 347–349]. En la Sección 12.2 se presenta un detalle de la configuración y las condiciones de iluminación, así como una breve descripción de los cálculos de las intensidades cuyos pormenores se dieron en nuestros trabajos previos [230, 288]. La geometría es bidimensional, de forma que las partículas son cilindros con su sección transversal en el plano de los cálculos. Es bien sabido que esto reproduce las principales características del fenómeno, excepción hecha de los efectos de despolarización [71, 345, 350].

Con objeto de obtener supertransmisión, la onda incidente es P-polarizada. Ya que, sin embargo, el método basado en FEMLAB que se utiliza en este estudio no proporciona de manera clara y directa los valores complejos de los campos eléctrico y magnético dependientes del tiempo, los cuales son requeridos para evaluar el MST, se facilitan en el Apéndice los detalles acerca de la obtención de estas cantidades complejas.

Posteriormente, la Sección 12.3 contiene el estudio de las fuerzas ópticas ejercidas sobre un cilindro de Si , situado ya a la salida ya a la entrada de la rendija, estando esta partícula en o fuera de las condiciones para la excitación de la resonancia. (Por supuesto, cuando además la rendija se encuentra presente, la resonancia de la partícula varía. La iluminación se denominará “resonante” cuando se excite la MDR de la partícula en presencia de la rendija). En particular, cuando sólo aparezca la MDR de la abertura, se confirmarán los resultados de realce de fuerzas sobre partículas dieléctricas presentado en [124]. Se investigarán también estas fuerzas cuando dos de estas partículas se sitúan simultáneamente tras y ante la abertura.

Finalmente, la Sección 12.4 analiza las fuerzas fotónicas en las mismas configuraciones que en la Sección 12.3, pero ahora cuando las partículas son de plata (Ag), de modo que sea posible excitar LSPs. Se verá que, debido a las diferencias que surgen entre el efecto de la excitación de LSPs y WGMs sobre la luz transmitida por la rendija, las fuerzas ópticas ejercidas sobre la partícula son muy distintas dependiendo de si ésta se encuentra a la entrada o a la salida de la abertura.

12.2. Cálculos numéricos

Se resuelven las ecuaciones de Maxwell mediante el método de elementos finitos (FE, “finite elements”), (FEMLAB 3.0a of COMSOL, [68]) (consúltese el Apéndice A), para una configuración bidimensional de partículas colocadas cerca de una rendija practicada en una lámina metálica. Aparte los efectos de polarización, las características esenciales son similares a las obtenidas en sistemas tridimensionales. Los detalles de la geometría de mallado y la convergencia para conseguir resultados precisos se dan en [230, 288] y en los capítulos anteriores.

A partir de aquí, todos los índices de refracción correspondientes a las diferentes longitudes de onda elegidas se toman de [226, 252]. Todas las partículas en este estudio se consideran de Si o plata (Ag), a causa de su rico espectro de resonancias de Mie en el infrarrojo y el ultravioleta cercanos, respectivamente. Sin embargo, debería señalarse que se hace esto en aras de ilustrar los efectos, y que pueden elegirse otros materiales.

Debido a su grosor, con objeto de trabajar con profundidades de penetración y pérdidas de valores tan bajos como sean posibles, se toma aluminio (Al) como metal para la lámina [292]. Debería remarcarse en este punto que, idealmente, un material tan cerca como sea posible de ser conductor perfecto exhibiría en nuestro estudio los efectos más pronunciados de supertransmisión. Para experimentos con láminas más delgadas, podrían emplearse otros materiales, como metales nobles: oro (Au) o Ag .

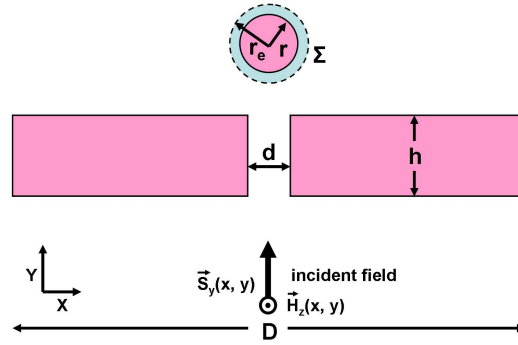


FIGURA 12.1: Ilustración esquemática de la geometría utilizada para calcular las fuerzas y la transmisión de la rendija: Un haz incidente P-polarizado de perfil gaussiano, (léase el texto principal), con vector magnético \mathbf{H}_z y de Poynting \mathbf{S}_y alcanza desde abajo una lámina de Al de anchura D y grosor h , la cual contiene una abertura de anchura d . Nótese que D es el tamaño horizontal de la ventana del espacio de simulación, tomándose condiciones de baja reflexión en sus fronteras. En aquéllas coincidentes con los límites exteriores de la lámina metálica, se selecciona la condición de conductor perfecto, (see[288]). Cuando se sitúa un cilindro de radio r tras la salida de la rendija, se evalúa la intensidad transmitida del siguiente modo: para partículas dieléctricas (Si), se calcula la norma del promedio temporal del flujo de la energía $|\langle \mathbf{S}_y \rangle|$ dentro de la sección transversal circular del cilindro. Para partículas metálicas (Ag), $|\langle \mathbf{S}_y \rangle|$ se determina en un anillo de radios exterior r_e y interior: r , respectivamente. La circunferencia Σ de radio r_e , se usa además para efectuar la integración de la Eq. (12.1), sin importar si el cilindro es dieléctrico o metálico. Procedimiento análogo se aplica si se sitúa la partícula ante la entrada de la abertura.

En la geometría bidimensional aquí tratada, empleamos una onda incidente, linealmente P-polarizada, es decir, con su vector magnético \mathbf{H}_z perpendicular a la geometría del plano XY (esto es, el plano de las imágenes mostradas en este trabajo), y propagándose en la dirección del eje X, como muestra la Fig. 12.1. Para tal geometría 2D, es bien sabido que, de acuerdo con la nomenclatura dada en el Apéndice C, esta elección de polarización P (en contraste con la polarización S) es la aquélla bajo la cual la rendija sub- λ presenta auto-estados homogéneos, es decir, transmite y le es posible alcanzar el régimen de transmisión extraordinaria [94, 103, 231, 251, 288, 289]. En todos estos caso la onda incidente presenta un perfil gaussiano en su fuente: $\mathbf{H}_z(x, y) = |\mathbf{H}_{z0}| \exp(-x^2/2\sigma^2) \exp(i((2\pi/\lambda)y - \omega t))$, siendo $|\mathbf{H}_{z0}|$ su módulo, correspondiendo $2^{1/2}\sigma$ a la media anchura a la mitad del máximo (HWHM, “half width at half maximum”) del haz, y λ representando su longitud de onda. De esta manera, las partículas son cilindros de eje OZ. Los parámetros geométricos de las partículas y la lámina se han ajustado para que la excitación de las resonancias dependientes de la morfología, de la rendija y las partículas, coincidan en presencia unas de otras.

Las cantidades físicas estudiadas son $\mathbf{H}_z(x, y)$ y el flujo de energía promediado en el tiempo $\langle \mathbf{S}(x, y) \rangle$. La luz transmitida por la rendija, y la energía concentrada en y sobre los cilindros, se obtiene mediante la integración de $|\langle \mathbf{S}(x, y) \rangle|$ bien en un círculo

que coincide con la sección transversal del cilindro, bien en un anillo que lo circunda, dependiendo de si tal partícula, dieléctrica o metálica, se coloca cerca de la rendija, respectivamente. (Nótese que si la partícula es dieléctrica, la intensidad transmitida por la rendija, que se acopla con el WGM de la partícula, se concentra en el interior del cilindro, mientras que cuando la nanopartícula es metálica, esta intensidad transmitida, acoplada al LSP, permanece sobre la superficie de la partícula. Esto motiva nuestra elección de dominios de integración para estimar la intensidad transmitida hacia el interior de la partícula). Por otro lado, cuando la rendija está sola, la intensidad transmitida se calcula por integración de $|\langle \mathbf{S}_y \rangle|$ de la siguiente forma: (1) Dentro de un círculo de radio r que coincide con la sección transversal del cilindro dieléctrico que posteriormente se situará cerca de la rendija. (2) En un anillo limitado por los radios r y r_e , el cual coincide con el anillo antes mencionado que circunda el cilindro metálico colocado posteriormente próximo a la rendija.

Estos valores de intensidad se normalizan en todos los casos a la intensidad máxima del haz gaussiano incidente $|\langle \mathbf{S}_{\max} \rangle| = (1/\pi)mW/\mu m^2$. El promedio temporal de la fuerza sobre la partícula se calcula por medio del tensor de tensiones de Maxwell (MST, “Maxwell stress tensor”) promediado en el tiempo. Su expresión en unidades SI es [271, 336](cf. 11.25):

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{F}_{\text{em}} \rangle = & \int \int_{\Sigma} [(\epsilon/2)\Re\{(\mathbf{E} \cdot \mathbf{n})\mathbf{E}^*\} - (\epsilon/4)(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*) \cdot \mathbf{n} + (\mu/2) \cdot \Re\{(\mathbf{H} \cdot \mathbf{n})\mathbf{H}^*\} \\ & - (\mu/4)(\mathbf{H} \cdot \mathbf{H}^*) \cdot \mathbf{n}] ds, \end{aligned} \quad (12.1)$$

donde la superficie de integración Σ rodea la partícula como se ve en la Fig. 12.1, ds es su elemento de área, y \mathbf{n} se corresponde con el vector normal unitario hacia el exterior. En nuestra geometría 2D, Σ es la circunferencia de radio r_e , (véase la Fig. 12.1).

En la Eq. 12.1, \mathbf{E}, \mathbf{H} y $\mathbf{E}^*, \mathbf{H}^*$ representan los valores de los campos y sus complejos conjugados, siendo ϵ y μ la permitividad eléctrica y la permeabilidad magnética del medio circundante (tratado aquí como vacío). Como, partiendo de las variables de FEM-LAB, el cálculo mediante los valores complejos $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ y $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ de los campos físicos reales: $\mathbf{E}^{\mathbf{R}}(\mathbf{r}, t) = \Re\{\mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)\}$ y $\mathbf{H}^{\mathbf{R}}(\mathbf{r}, t) = \Re\{\mathbf{H}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)\}$ no es obvio, se muestra en el Apéndice B y en [351] como implementar la Eq. 12.1.

Finalmente, la nomenclatura seguida para clasificar las resonancias tanto de plasmón superficial localizado (LSP) como de modo de galería susurrante (WGM) en los cilindros

usará los subíndices (i, j) , correspondiéndose i y j con sus órdenes angular i -th y radial j -th, respectivamente.

12.3. Respuesta en transmisión extraordinaria de un sistema rendija-cilindro debido a la excitación de WGMs

12.3.1. Efectos debidos a un WGM excitado en un cilindro situado a la salida o a la entrada de la rendija

Debido al potencial de los *WGMs* como concentradores de luz, se comenzará por estudiar brevemente los efectos de transmisión de energía por una rendija sub- λ en la región del infrarrojo, colocando cilindros dieléctricos próximos a los planos de entrada y salida de la misma. Esto tendrá consecuencias importantes para entender las fuerzas ópticas ejercidas sobre la partícula, estudiadas posteriormente.

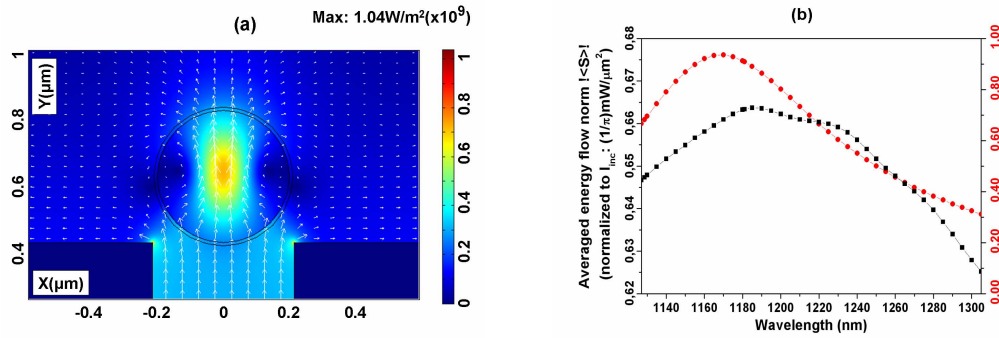


FIGURA 12.2: (a) Detalle del flujo de energía promediado temporalmente ($\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ en flechas y $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ en la distribución espacial de colores) concentrado a la salida de la rendija practicada en una lámina de *Al*, (anchura $D = 19,920\mu m$, grosor $h = 857,6nm$, anchura de la rendija $d = 428,8nm$) y en un cilindro de *Si* (radio $r = 200nm$) tangente al plano de salida de la rendija. El haz gaussiano a longitud de onda $\lambda = 1170nm$, con $\sigma = 3\mu m$, incide desde abajo. (b) Norma del promedio temporal del flujo energético $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ frente a la longitud de onda λ transmitido por la rendija en ausencia (curva negra de cuadrados) y en presencia del cilindro dieléctrico (curva roja de círculos). Los cálculos de estas intensidades, con y sin cilindro, se explican en la Fig. 12.1 y en el texto relacionado.

La distribución del flujo de energía promediado temporalmente $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ en la Fig. 12.2(a) muestra cómo concentra un cilindro de *Si* de radio $r = 200nm$ el campo transmitido por una rendija de anchura $d = 428,8nm$ practicada en una lámina de *Al* de grosor $h = 857,6nm$. Se puede ver el típico patrón de puntos para la distribución de $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ en las esquinas de salida de la rendija debido a la concentración de carga. Como se muestra en la Fig. 12.2(b), la rendija sola trabaja cerca de un pico de supertransmisión a $\lambda = 1185nm$ (curva negra de cuadrados), el cual se encuentra próximo a la λ que

excita una resonancia $WGH_{1,1}$ en el cilindro aislado ($\lambda = 1195nm$). La presencia del cilindro sobre el plano de salida de la rendija realza y desplaza al azul su transmisión (curva roja de círculos), localizándose su máximo ahora a $\lambda = 1170nm$, [su distribución de energía se presenta en la Fig. 12.2(a)].

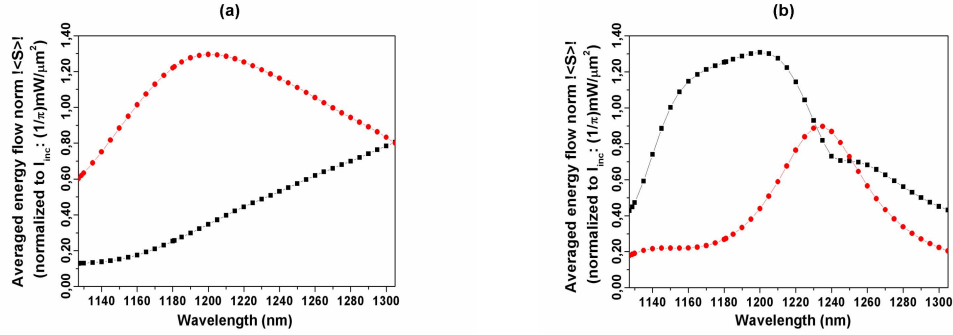


FIGURA 12.3: (a) El cilindro de *Si* es ahora tangente al plano de entrada de la rendija. Todos los parámetros son idénticos a los correspondientes de las Figs. 12.2(a) y 12.2(b). Norma del flujo de energía promediado temporalmente $\langle S(\mathbf{r}) \rangle$ frente a la longitud de onda λ : transmitido por la rendija (curva negra de cuadrados), y concentrado en el cilindro (curva roja de círculos). (b) Hay ahora presentes dos cilindros: uno tras la salida de la rendija, como en la Fig. 12.2(a), y otro tangente a su plano de entrada, como en la Fig. 12.3(a). Norma del promedio temporal del flujo energético $\langle S(\mathbf{r}) \rangle$ frente a la longitud de onda λ concentrado en el cilindro inferior (curva negra de cuadrados) y en el superior (curva roja de círculos).

Si, a diferencia del caso anterior, se sitúa el cilindro tangente al plano de entrada de la rendija (lo cual corresponde a la distancia optimizada en cuanto a refuerzo de campo para esta configuración), su $WGH_{1,1}$ es excitado de nuevo a $\lambda = 1200nm$, pero no hay ahora pico de supertransmisión alguno para este sistema partícula-rendija. En su lugar, aparece un incremento casi lineal de transmitancia a medida que aumenta λ . Esto puede verse a partir de la curva negra de cuadrados en la Fig. 12.3(a). Ahora el cilindro bloquea la supertransmisión de la rendija a causa de su comportamiento resonante a una λ cercana a aquella correspondiente al pico de transmitancia en el caso de rendija sola, (compárese con la curva roja de círculos en la Fig. 12.3(a)). Así, la excitación del WGM en el cilindro “roba” una gran porción de la energía incidente que, en ausencia de éste, habría sido transmitida por la rendija.

Sin embargo, la supresión de transmisión causada por la excitación de un WGM a la entrada de la rendija queda parcialmente frustrada debido a la presencia de otro WGM tras el plano de salida de la abertura. En este caso, el pico de resonancia correspondiente a la partícula inferior en ausencia de la partícula superior, en concreto a $\lambda = 1200nm$, se desplaza ligeramente al rojo, a $\lambda = 1235nm$, a causa de la presencia del cilindro superior, [comparar la curva negra de cuadrados en la Fig. 12.3(b) con la línea roja de círculos en la Fig. 12.3(a)]. Por el contrario, el pico resonante de la partícula superior se desplaza

claramente al rojo en la Fig. 12.3(b) con respecto a su valor de la Fig. 12.2(b). La posición espectral de la ancha resonancia excitada en la partícula inferior no se desdobra ante la presencia de la rendija. La luz queda concentrada en el interior de esta partícula a causa de su WGM y por lo tanto no alcanza la partícula superior. Sólo cuando la partícula inferior permite la transmisión de la luz a través de la rendija, y debido a la anchura del WGM, [verifíquese con la curva negra de cuadrados en la Fig. 12.3(b)], el cilindro superior adquiere una concentración máxima de intensidad.

12.3.2. Fuerzas ópticas sobre WGMs. Cilindro dieléctrico excitado a la salida o a la entrada de la rendija

A continuación, se analiza el comportamiento de las fuerzas electromagnéticas que ejerce la presencia de la rendija sobre cada uno de los cilindros anteriormente tratados.

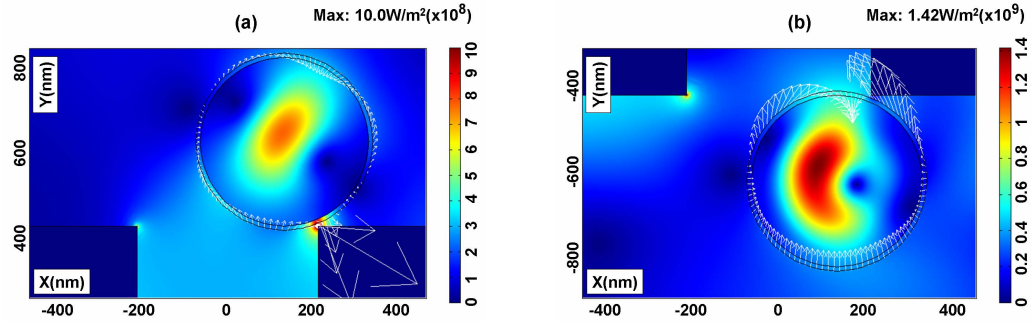


FIGURA 12.4: (a) Detalle de la distribución espacial de $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ (colores) y fuerzas locales (flechas blancas) ejercidas sobre la superficie del cilindro dieléctrico superior de la Fig. 12.2(a), a la misma iluminación ($\lambda = 1170nm$). Se evalúan las fuerzas sobre el círculo de radio $r_e = 210nm$ que rodea la sección cilíndrica, (véase la Fig. 12.1). La partícula es tangente al plano de salida de la rendija, y desplazada horizontalmente $135nm$, con respecto al centro, hacia el borde derecho. (b) Detalle correspondiente al cilindro bajo la rendija, tangente al plano de entrada de la misma y desplazado $135nm$ horizontalmente hacia la derecha. La iluminación es idéntica a la utilizada en (a), ($\lambda = 1170nm$).

En primer lugar, consideramos los casos del cilindro de *Si* tras o ante la rendija como muestran las Figs. 12.4(a) y 12.4(b), tangente al plano de salida o entrada de la misma, respectivamente. Las fuerzas electromagnéticas se obtienen a partir de la Eq. (1) mediante la evaluación del integrando sobre un círculo de radio $r_e = 210nm$ que circunda la sección del cilindro, (véase la Fig. 12.1). Como ejemplo, las flechas blancas de la Fig. 12.4(a) presentan la distribución de fuerzas locales sobre este círculo cuando la partícula se mueve horizontalmente desde $x = 0$ hacia la esquina (o borde) derecha de la rendija. La fuerza total horizontal es cada vez más fuerte a medida que el cilindro se aproxima a las esquinas de la rendija, donde la energía electromagnética toma valores elevados, [compárense las Figs. 12.2(a) y 12.4(a)].

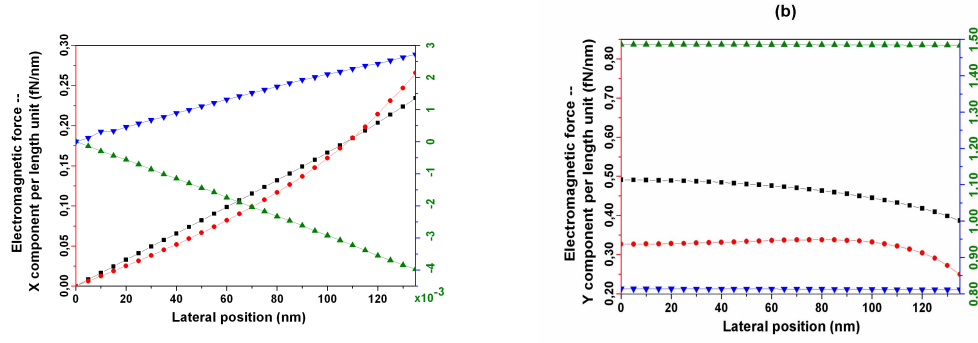


FIGURA 12.5: (a) Componente X $\langle \mathbf{F}_x^T \rangle$ del promedio temporal de la fuerza electromagnética total ejercida sobre el cilindro de *Si* tras la rendija [mostrado en la Fig. 12.4(a)], a medida que se mueve desde $x = 0$ hacia la derecha. Eje vertical izquierdo, curvas negra de cuadrados y roja de círculos representan el caso en el cual el cilindro en presencia de la rendija se encuentra fuera ($\lambda = 1280\text{nm}$) o en [$\lambda = 1170\text{nm}$, véase la Fig. 12.2(b)] resonancia, respectivamente. Se comparan estos valores con aquéllos correspondientes al cilindro de *Si* iluminado por el mismo haz gaussiano en ausencia de la rendija, (ver el eje vertical derecho). Los casos no resonante y resonante son mostrados por las curvas verde de triángulos hacia arriba y azul de triángulos hacia abajo, respectivamente. (b) El mismo estudio para la componente Y $\langle \mathbf{F}_y^T \rangle$ de la fuerza electromagnética total promediada en el tiempo.

Las Figs. 12.5(a) y 12.5(b) muestran, respectivamente, las variaciones de las componentes X e Y de estas fuerzas cuando el cilindro de la Fig. 12.4(a) va desplazándose hacia la derecha desde el centro de la abertura $x = 0$. A medida que x aumenta, la partícula es cada vez más atraída horizontalmente por la esquina derecha de la rendija. El incremento en magnitud de esta fuerza atractiva es casi lineal frente a la posición lateral cuando la partícula no es resonante [véase la Fig. 12.5(a)]. El efecto de la excitación del $WGH_{1,1}$ en la partícula se aprecia mejor en las fuerzas verticales repulsivas. Tal como se ve en la Fig. 12.5(b), esta componente Y de la fuerza empuja la partícula, alejándola de la salida de la rendija, con algo más de ímpetu en $x = 0$ que en las esquinas. Esto se debe seguramente a la superposición de las componentes Y de la presión de radiación cuando la partícula se encuentra en el centro de la rendija, caso en el cual la configuración es simétrica con respecto a la dirección X y así, la partícula presenta la mayor sección eficaz de “scattering” frente al flujo energético que emerge a la salida de la rendija.

Como se ve claramente en la Fig. 12.5(a), las fuerzas laterales que ejerce el patrón de luz sobre el cilindro de *Si* a la salida de la rendija (curvas negra de cuadrados y roja de círculos, respectivamente) son aproximadamente 10^2 veces mayores que aquéllas provocadas por el haz gaussiano solo. Esto queda ilustrado mediante las líneas verde de triángulos hacia arriba y azul de triángulos hacia abajo en la Fig. 12.5(a) que corresponden al cilindro no resonante y resonante, respectivamente. Nótese que el comportamiento de la línea verde de triángulos hacia arriba, recta, de la Fig. 12.5(a) sigue la ley de Hooke, que tiene su origen en la fuerza de gradiente negativa, con una “constante de muelle”

$(2/\sigma^2)|\mathbf{H}_{z0}|^2$, de unas pinzas ópticas convencionales, cuya diferencia con la fuerza horizontal positiva que surge cuando se excita el WGM es remarcable. Por otro lado, la Fig. 12.5(b) muestra que la fuerza vertical ejercida por el haz sobre la partícula no resonante, en ausencia de rendija, (curva verde de triángulos hacia arriba), es característica de una presión de radiación, y queda reducida en gran medida cuando se presenta la resonancia, (línea azul de triángulos hacia abajo).

Así, la presencia de la rendija realza las fuerzas transversales con respecto a aquellas correspondientes a las pinzas ópticas convencionales. Esto permite disminuir el valor de la energía incidente para obtener una magnitud dada de fuerza. Además, hay una diferencia en la magnitud de la fuerza vertical que depende de si se excita o no una resonancia de Mie. El WGM se acopla con los modos evanescentes de la rendija supertransmisora y toma un momento en la dirección opuesta a la del haz luminoso incidente. Bajo esta iluminación P-polarizada, el modo de partícula $WGH_{1,1}$ concentra gran parte de la energía del campo en el interior del cilindro; disminuyendo su valor en el exterior. Esto hace que el integrando procedente del MST, en la Eq. (1), sea de menor valor en el círculo de radio r_a que rodea la partícula que cuando no hay WGM; así, las fuerzas electromagnéticas quedan debilitadas. El resultado es, por lo tanto, que la resonancia actúa en contra de la fuerza de expulsión ejercida sobre la partícula por la luz que se transmite a través de la rendija. Esto tiene consecuencias sobre el área de la microscopía de fuerzas fotónicas en topografías analizadas por barrido (“raster scanned microscopy”) [147, 352].

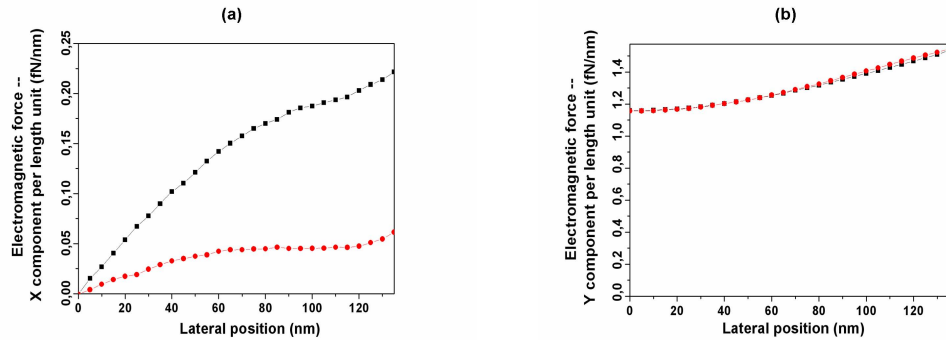


FIGURA 12.6: (a) Componente X $\langle \mathbf{F}_x^T \rangle$ del promedio temporal de la fuerza electromagnética total ejercida sobre el cilindro de *Si* ante la rendija (mostrado en la Fig. 12.4(b)), a medida que se desplaza hacia la derecha desde $x = 0$. Las curvas negra de cuadrados y roja de círculos representan el caso en el cual el cilindro en presencia de la rendija se encuentra fuera de ($\lambda = 1305\text{nm}$) o en ($\lambda = 1200\text{nm}$) resonancia, respectivamente. (b) El mismo tratamiento para la componente Y $\langle \mathbf{F}_y^T \rangle$ de la fuerza electromagnética total promediada en el tiempo.

Si el cilindro de *Si* se encuentra ante la rendija, la Fig. 12.4(b) presenta la distribución de fuerzas obtenida análogamente al caso anterior. Ahora, la Fig. 12.6(a) muestra que la fuerza horizontal crece a medida que la partícula se aproxima a la esquina de la rendija.

El efecto de extracción de la energía exterior a la partícula, causado por la excitación de la resonancia, aparece ahora con claridad en esta componente X de la fuerza, la cual es consecuentemente más fuerte cuando el cilindro no es resonante que cuando lo es. La razón es idéntica a la argumentada antes en el caso del cilindro tras la rendija. No hay, sin embargo, una diferencia apreciable en el comportamiento de la componente Y de las fuerzas haya o no excitación de resonancia, [véase la Fig. 12.6(b)], a causa de la contribución de la presión de radiación, de empuje, añadida al efecto de la componente atractora, hacia las esquinas de la rendija.

En particular, aunque no ilustrado aquí en aras de brevedad, se observa que esta fuerza de atrapamiento ejercida sobre el cilindro dieléctrico inferior es mayor a la longitud de onda que se corresponde con la MDR de transmisión a través de la rendija, (ligeramente desplazada en presencia de este cilindro), que a cualquier otra cercana. Esto confirma el llamado efecto de retroacción autoinducida (SIBA, “self-induced back-action”) observado en [124] cuando la longitud de onda de la iluminación excita una resonancia de supertransmisión en la abertura pero no MDRs de la partícula. Además, una comparación entre estas fuerzas de abertura y aquéllas de pinzas ópticas, discutidas en las Figs. 12.5(a) y 12.5(b), que surgen cuando un haz ilumina directamente la partícula en ausencia de rendija, hace sobresalir refuerzo de éstas en algunos órdenes de magnitud debido a la presencia de la abertura.

Para completar esta parte de nuestro estudio, se han efectuado cálculos de fuerzas electromagnéticas para la configuración de una rendija con dos cilindros de Si : uno a la entrada y otro a la salida de la misma. Se tratan las fuerzas que actúan sobre cada cilindro por separado. La Fig. 12.7(a) presenta la variación de la componente X de la fuerza ejercida por el campo sobre la partícula inferior, en presencia de la superior. Los valores de estas curvas (negra de cuadrados y roja de círculos que representan los casos de partícula inferior no resonante y resonante, respectivamente) frente al desplazamiento horizontal de la partícula se asemejan a aquéllos de la Fig. 12.6(a) correspondiente al caso de la partícula inferior sin la superior. En contraste con la fuerza vertical sobre la partícula inferior cuando no hay cilindro superior, [verifíquese con la Fig. 12.6(b)], vemos ahora en la Fig. 12.7(b) una componente Y más fuerte de la fuerza sobre la partícula inferior iluminada a la longitud de onda resonante. Por lo tanto, el efecto de empuje asociado al haz de luz incidente, realizado en el área próxima a las esquinas de la rendija, sobre la partícula inferior es reforzado por la excitación de su resonancia $WGH_{1,1}$.

La Fig. 12.7(c) presenta un mapa instantáneo de la distribución espacial de $\mathbf{H}_z(\mathbf{r})$ para la configuración estudiada en las Figs. 12.7(a) y 12.7(b) con ambos cilindros de Si a $x = 0nm$. La longitud de onda de la iluminación es $\lambda = 1200nm$, la cual corresponde al pico resonante del cilindro inferior que exhibe la curva negra de cuadrados de la Fig.

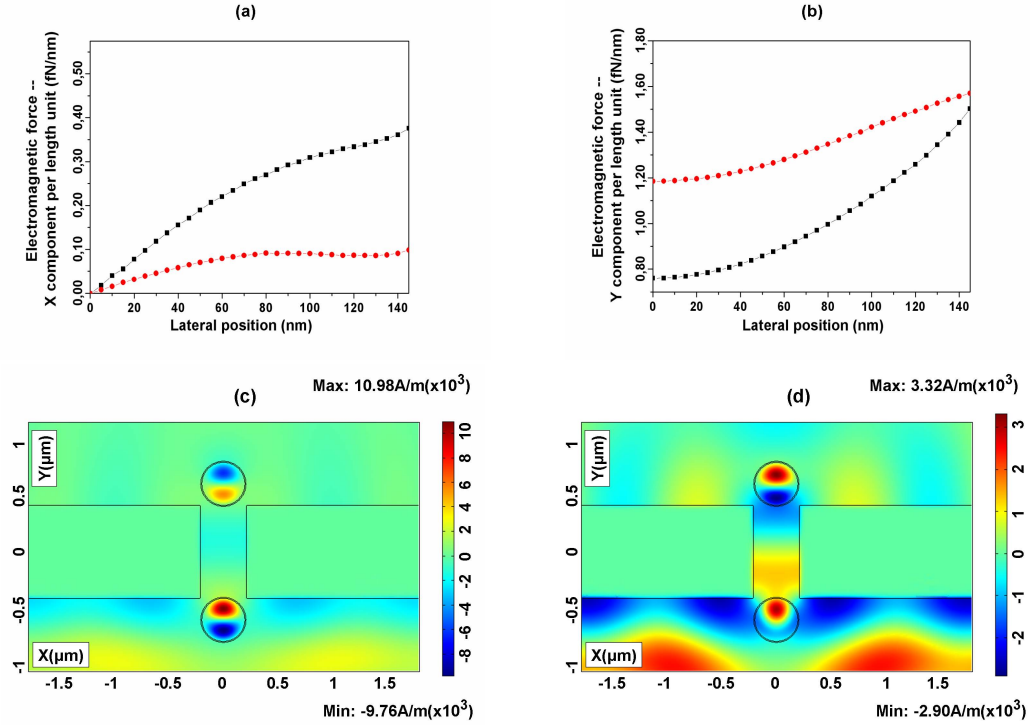


FIGURA 12.7: (a) Componente X $\langle \mathbf{F}_x^T \rangle$ del promedio temporal de la fuerza electromagnética total ejercida sobre el cilindro de *Si* inferior en presencia de la rendija y el cilindro superior. La partícula inferior se desplaza horizontalmente hacia la esquina derecha de la rendija. Las curvas negra de cuadrados y roja de círculos representan el caso en el cual el cilindro inferior se encuentra fuera de ($\lambda = 1290 nm$) o en ($\lambda = 1200 nm$) resonancia, respectivamente. (b) El mismo estudio para la componente Y $\langle \mathbf{F}_y^T \rangle$ de la fuerza electromagnética total promediada temporalmente. (c) Distribución espacial de $\mathbf{H}_z(\mathbf{r})$ en la configuración analizada en (a) y (b) cuando el cilindro inferior es resonante ($\lambda = 1200 nm$). (d) Medidas idénticas a las correspondientes a (c) para el caso en el cual ningún cilindro es resonante ($\lambda = 1290 nm$).

12.3(b). Este patrón es útil para explicar la naturaleza antienlazante del sistema rendija-partícula superior, en contraste con la característica enlazante del conjunto cilindro inferior-rendija. Observamos que en el primer caso se produce un cambio repentino, de positivo a negativo, en el signo de $\mathbf{H}_z(\mathbf{r})$ al comparar la zona interior al cilindro superior con la región situada a la salida de la rendija. Sin embargo, en el segundo caso las áreas análogas, la interior al cilindro inferior y la de entrada a la rendija, mantienen el signo. La oscilación de vector magnético a lo largo del eje OY de la rendija manifiesta la excitación del modo de cavidad de ésta. La Fig. 12.7(d) presenta una instantánea de la distribución espacial de $\mathbf{H}_z(\mathbf{r})$ en la misma configuración, concentrándose menos cantidad de luz que en la Fig. 12.7(c) ya que ambos cilindros se iluminan fuera de resonancia ($\lambda = 1290 nm$).

Mientras que la componente Y de la fuerza es atractiva sobre el cilindro de *Si* inferior, las Figs. 12.8(a) y 12.8(b) muestran que estas fuerzas sobre el cilindro superior, manifiestan una componente Y repulsiva. Esta variación del signo de $\mathbf{H}_z(\mathbf{r})$ entre el par de objetos recuerda el observado entre pares de partículas en moléculas fotónicas [171]: el mismo

signo del campo en las oscilaciones del WGM, enfrentadas en la zona donde las superficies de ambas partículas se encuentran más próximas, se asocia a una fuerza enlazante entre éstas, mientras que signos opuestos del campo en esas oscilaciones de WGM se relaciona están relacionados con una fuerza antienlazante.

Se observa que la fuerza vertical sobre el cilindro superior de Si es un orden de magnitud más débil que la ejercida sobre el inferior ($1,18\text{fN/nm}$ frente a $0,19\text{fN/nm}$); esto se debe a la concentración de potencia de luz causada por la excitación de la resonancia en el último, la cual, como se mencionó anteriormente, suprime parte de la luz que debería transmitirse a través de la abertura.

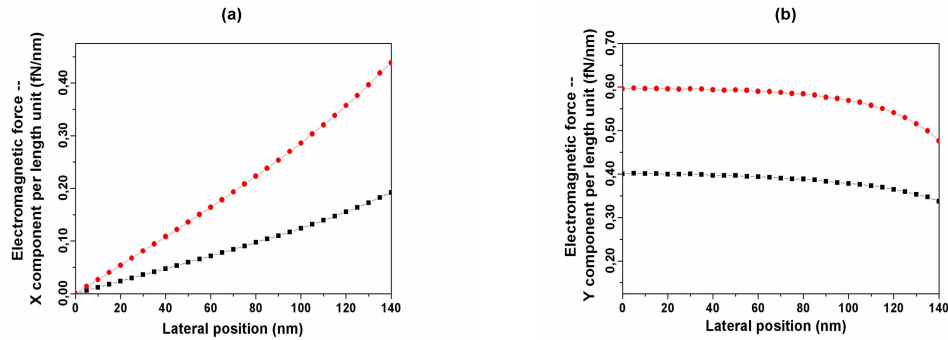


FIGURA 12.8: (a) Componente X $\langle \mathbf{F}_x^T \rangle$ del promedio temporal de la fuerza electromagnética total ejercida sobre el cilindro superior de Si , en presencia de la rendija y el cilindro inferior. La partícula superior se desplaza horizontalmente hacia la esquina derecha de la rendija. Las curvas negra de cuadrados y roja de círculos representan el cilindro superior fuera de ($\lambda = 1290\text{nm}$) o en ($\lambda = 1235\text{nm}$) resonancia, respectivamente. (b) El mismo tratamiento para la componente Y $\langle \mathbf{F}_y^T \rangle$ de la fuerza electromagnética total promediada temporalmente.

Nótese que las componentes de fuerza sobre el cilindro superior de Si , mostrado en las Figs. 12.8(a) y 12.8(b), se asemejan a aquéllas de las Figs. 12.5(a) y 12.5(b) cuando no hay partícula inferior, pero ahora con el efecto de la presencia o la ausencia de resonancia en la partícula más fuerte e intercambiado. La inclusión de los dos cilindros simultáneamente, añade complejidad a la transferencia de momento en esta configuración; tal como se acaba de ver, no hay efecto enlazante entre la partícula superior y la rendija. La fuerza horizontal, [verifíquese con la Fig. 12.8(a)], aumenta más con la resonancia de esta partícula superior a medida que se desplaza la misma hacia la derecha, que sin ella; e idéntico comportamiento muestra el decaimiento de la fuerza vertical.

12.4. Respuesta en transmisión extraordinaria de un sistema rendija-cilindro debida a la excitación de LSPs

12.4.1. Efectos debidos a un LSP excitado sobre un cilindro metálico situado a la salida o la entrada de la rendija

Seguidamente, se estudian los efectos sobre una rendija supetransmisora en el rango del ultravioleta cuando entran en juego cilindros metálicos y la excitación de sus *LSPs*, lo cual llevará al análisis de las fuerzas ópticas sobre nanopartículas plasmónicas. Se colocan estos cilindros, como previamente, a la salida o a la entrada de la rendija. En ambos casos, un haz gaussiano de $\sigma = 1,3\mu m$ ilumina el sistema.

La Fig. 12.9(a) muestra la variación de la norma del promedio temporal del flujo energético $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ de la luz transmitida a través de una rendija de anchura $d = 109,7nm$ practicada en una lámina de grosor $h = 219,4nm$ que excita un LSP de un cilindro de *Ag* de radio $r = 30nm$, situado a la salida de la abertura. Esta vez, ya se sabe por el estudio anterior que la resonancia de la partícula concentra y refuerza sobre su superficie la luz transmitida. La resonancia del cilindro es el $LSP_{1,1}$, el cual se asocia a una distribución dipolar de luz, y presenta un pico en este sistema rendija-partícula, (curva roja de triángulos), que ocurre a $\lambda = 335,1nm$, ligeramente desplazado al azul con respecto a aquél correspondiente a la rendija sola, (el cual aparece a $\lambda = 339,7nm$, como se ve en esta figura). Este pico de transmitancia es significativamente más estrecho que en el caso de rendija sola, a causa del agudo pico asociado al $LSP_{1,1}$ [251].

Se calcula ahora la intensidad mediante la integración de $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ en un anillo de radios r y r_e , con o sin este cilindro metálico. Tal anillo aparece en todas las imágenes mostradas de aquí en adelante, y tiene radios: $r = 30nm$ y $r_e = 35nm$. La circunferencia con este radio r_e es la curva Σ en la cual se calcula la fuerza ejercida sobre el cilindro metálico según la Fig. 12.1.

Sin embargo, cuando el mismo cilindro de *Ag* se coloca ante la entrada de la rendija a una distancia optimizada por la transmitancia del sistema, (es decir, $40nm$ desde el plano de entrada de la rendija), se consigue un gran refuerzo en la supertransmisión de la rendija. Esto puede verse en la Fig. 12.9(b), donde la norma del flujo energético promediado en el tiempo presenta un pico agudo (curva negra de cuadrados). Este efecto se discutió en la Ref. [251], la cual demostró que los LSPs excitados sobre las partículas metálicas ante la entrada de rendijas sub- λ se acoplan con los modos MDR de la abertura, reforzando así la transmisión de ésta en varios órdenes de magnitud.

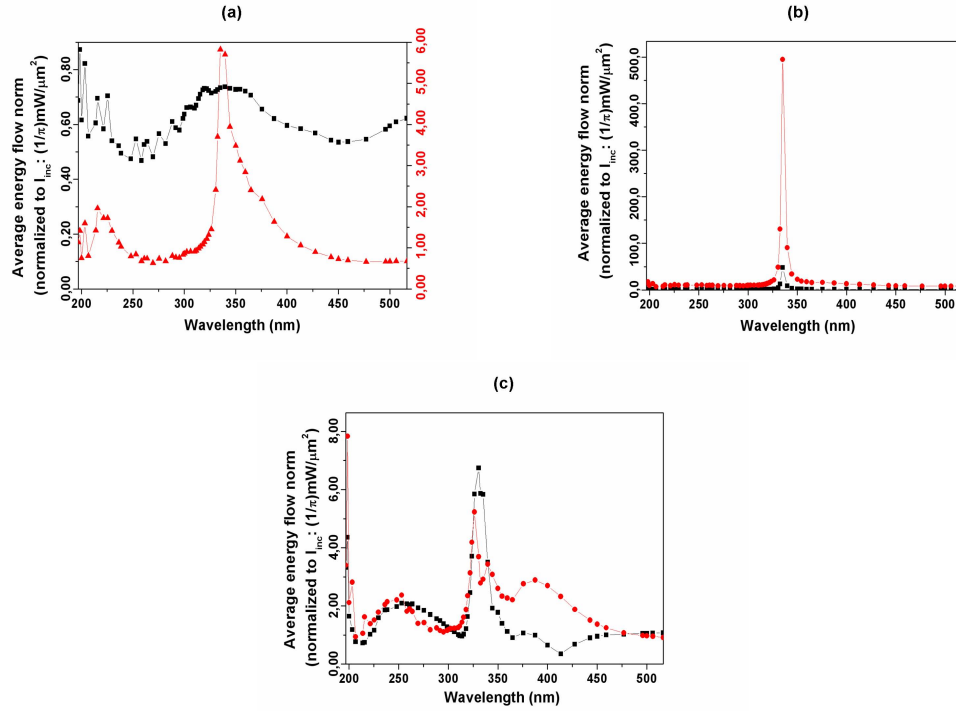


FIGURA 12.9: (a) Se coloca un cilindro de Ag tangente al plano de salida de una rendija practicada en una lámina de Al , (anchura $D = 5,096\mu\text{m}$, grosor $h = 219,4\text{nm}$, anchura de la rendija $d = 109,7\text{nm}$). El radio del cilindro es $r = 30\text{nm}$. Las curvas muestran la norma del promedio temporal del flujo energético $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ frente a la longitud de onda λ , transmitida por la rendija sola (curva negra de cuadrados), y la concentrada sobre la sección transversal del cilindro (curva roja de triángulos) cuando el último se sitúa como se ha explicado anteriormente. (cf. Fig. 12.1 y el texto que explica la evaluación del $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ transmitido). El haz incidente tiene $\sigma = 1,3\mu\text{m}$. (b) El cilindro se coloca ahora por delante, a 40nm del plano de entrada de la rendija. Las curvas muestran: la norma del flujo energético promediado en el tiempo $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ frente a la longitud de onda λ transmitida por la rendija (curva negra de cuadrados), y $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ concentrada sobre la superficie del cilindro inferior (curva roja de círculos). Nótese que mientras la curva de círculos se obtiene por integración de $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ en el anillo de radios: $r = 30\text{nm}$ y $r_e = 35\text{nm}$ que circundan el cilindro inferior, dando lugar a la curva de cuadrados el anillo vacío por detrás de la rendija. (c) Ambos cilindros de Ag se colocan simultáneamente junto a la rendija. Las curvas muestran: la norma del promedio temporal del flujo energético $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ frente a la longitud de onda λ concentrado sobre la superficie del cilindro inferior (curva negra de cuadrados) y aquella situada sobre la superficie del cilindro superior (curva roja de círculos), respectivamente.

Con objeto de ampliar el análisis del refuerzo en transmitancia por la presencia de cilindros plasmónicos de *Ag*, ambos son ahora situados simultáneamente a la salida y a la entrada de la rendija. Eso se ve en la Fig. 12.9(c), donde las curvas, negra de cuadrados y roja de círculos, representan la energía total en el anillo que circunda los anillos inferior y superior, respectivamente. La posición de los picos resonantes de cada cilindro son $\lambda = 326,3nm$ y $\lambda = 330,6nm$ para la partícula superior e inferior, respectivamente. Esta diferencia espectral es menor que la correspondiente al caso de dos cilindros dieléctricos mostrados en la Fig. 12.3(b), ya que ahora el cilindro metálico inferior no “extrae” la energía de la luz incidente como hacía el WGM; sino que, por el contrario, realza y localiza la energía de campo alrededor de su superficie por medio del LSP excitado y, consecuentemente, refuerza la transmitancia de la abertura al acoplarse con el modo de la rendija.

12.4.2. Fuerzas electromagnéticas sobre un LSP. Cilindro excitado y situado tras o ante la rendija

De aquí en adelante se estudia el efecto que los campos ondulatorios correspondientes a las configuraciones metálicas ya discutidas (Subsección 12.4.1) tienen en las fuerzas ejercidas sobre tales partículas plasmónicas próximas a la entrada y/o salida de la rendija sub- λ .

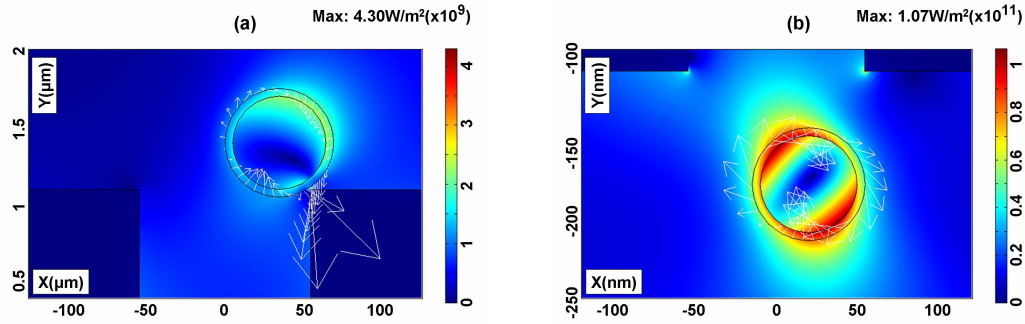


FIGURA 12.10: (a) Detalle de la distribución espacial de $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ (colores) y fuerzas locales (flechas) ejercidas sobre el cilindro superior de *Ag*, iluminado en resonancia por un haz gaussiano de $\sigma = 1,3\mu m$ a $\lambda = 335,1nm$, y evaluadas sobre la circunferencia de radio $r_e = 35nm$ que rodea su sección transversal. El cilindro es tangente al plano de salida de la rendija y se sitúa $35nm$ a la derecha respecto de $x = 0$. (b) Detalle similar para el cilindro inferior de *Ag*, a la misma longitud de onda de iluminación, ahora colocado a $40nm$ por delante del plano de entrada de la rendija y desplazado $20nm$ hacia la esquina derecha de ésta.

Las Figs. 12.10(a) y 12.10(b) muestra la distribución de flujo energético, y de las fuerzas calculadas sobre el círculo de radio $r_e = 35nm$ que rodea la sección transversal del cilindro, cuando esta partícula se encuentra a la salida o a la entrada de la rendija,

respectivamente. El cálculo de fuerzas, de acuerdo con la Eq. (1), es similar al utilizado previamente en el caso de partículas dieléctricas. Estas imágenes muestran además que $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ exhibe las características dipolares de la resonancia plasmónica del $LSP_{1,1}$. Pueden hacerse los mismos comentarios que aquéllos concernientes a las Figs. 12.4(a) y 12.4(b) sobre la variación en magnitud de las fuerzas locales alrededor de las partículas.

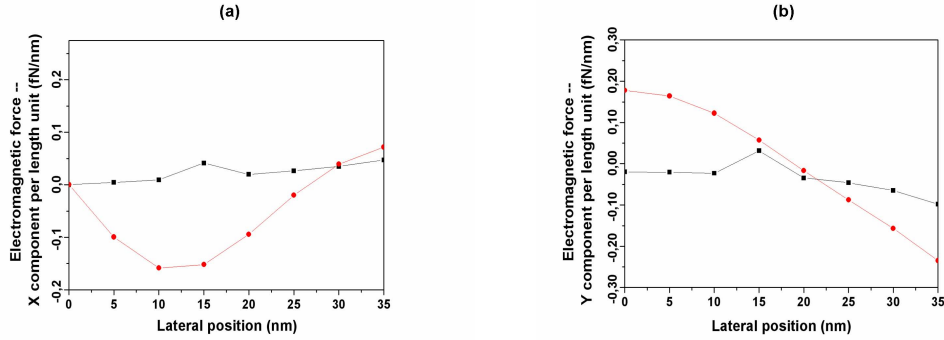


FIGURA 12.11: (a) Componente X $\langle \mathbf{F}_x^T \rangle$ del promedio temporal de la fuerza electromagnética total ejercida sobre el cilindro superior de Ag en presencia de la rendija [cf. Fig. 12.10(a)], a medida que el cilindro se desplaza desde $x = 0$ hacia el borde derecho de la rendija. Las curvas negra de cuadrados y roja de círculos representan el cilindro fuera de ($\lambda = 500, 0nm$) o en ($\lambda = 335, 1nm$) resonancia, respectivamente. (b) El mismo cálculo para la componente Y $\langle \mathbf{F}_y^T \rangle$ de la fuerza electromagnética total promediada temporalmente.

Se trazan en las Figs. 12.11(a) y 12.11(b) las componentes, horizontal y vertical, de la fuerza electromagnética total ejercida sobre el cilindro de Ag tras la rendija, [véase la Fig. 12.10(a)], a medida que se desplaza éste lateralmente desde $x = 0$. Es interesante el diferente comportamiento de las fuerzas $\langle \mathbf{F}_x^T \rangle$ y $\langle \mathbf{F}_y^T \rangle$ sobre el cilindro iluminado en resonancia. Debido a la distribución de la luz “scattered” alrededor del cilindro, la fuerza transversal sobre la partícula resonante la atrae hacia el centro de la rendija cuando va moviéndose lateralmente, con una magnitud que es máxima a cierta distancia del eje de la rendija y a la cual esta fuerza es contrarrestada por una fuerza atractiva hacia la esquina de la lámina, dominando esta última en tanto que la partícula continúe acercándose a ella, [véase la curva roja de círculos en la Fig. 12.11(a)]. La presión de radiación del campo que emerge de la rendija empuja la partícula cuando ésta se encuentra en el centro de la rendija, disminuyendo tal fuerza en magnitud gradualmente hasta que, de nuevo, se convierte en una fuerza atractora que acerca la partícula a la esquina de la rendija, [verifíquese con la curva roja de la Fig. 12.11(b)].

Debería remarcarse que los valores de las fuerzas transversales y verticales ejercidas sólo por el haz gaussiano sobre este cilindro de Ag iluminado fuera de resonancia, se encuentran en un rango similar a aquéllos mostrados en las Figs. 12.11(a) y 12.11(b). Sin embargo, cuando se excita la resonancia ($\lambda = 339, 7nm$), mientras que la fuerza lateral varía en una magnitud parecida, la fuerza vertical es “negativa”, es decir, apunta

en sentido contrario al de propagación del haz, y varía entre 1 y $2fN/nm$ a medida que la partícula recorre el perfil del haz. Esta presión de radiación negativa es consecuencia de la interrelación del LSP excitado sobre el cilindro y el campo “scattered” que lo rodea, lo cual es similar a otras fuerzas de “scattering” atractoras recientemente encontradas [353–355]. No se muestran los gráficos por brevedad.

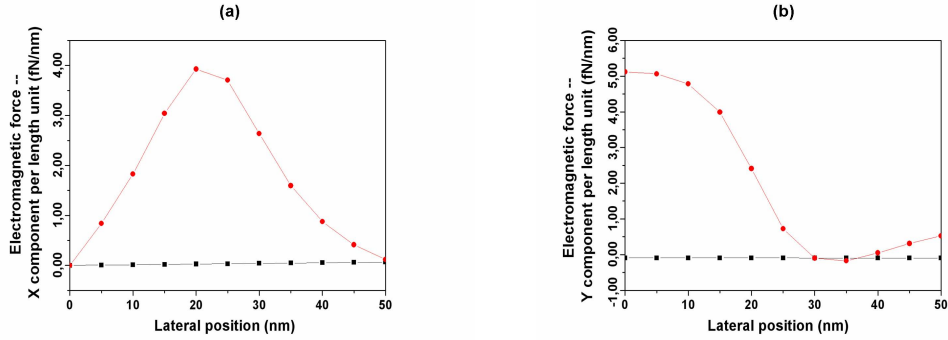


FIGURA 12.12: (a) Componente X $\langle \mathbf{F}_x^T \rangle$ del promedio temporal de la fuerza electromagnética total ejercida sobre el cilindro inferior de Ag , en presencia de la rendija [cf. Fig. 12.10(b)], a medida que va moviéndose desde $x = 0$ hacia la derecha. Las curvas negra de cuadrados y roja de círculos representan el cilindro iluminado fuera de ($\lambda = 500nm$) o en ($\lambda = 335.1nm$) resonancia, respectivamente. (b) Tratamiento similar para la componente Y $\langle \mathbf{F}_y^T \rangle$ de la fuerza electromagnética total promediada temporalmente.

El comportamiento de las componentes X e Y de las fuerzas electromagnéticas sobre la partícula de Ag cuando se coloca ésta ante la entrada de la rendija y se aleja lateralmente del centro, se muestra en las Figs. 12.12(a) y 12.12(b). Al iluminar la partícula fuera de resonancia, mostrado por las curvas negras de cuadrados, la fuerza se mantiene prácticamente constante con la distancia lateral, y es en alguna medida similar a la encontrada sobre la partícula superior [verifíquense las curvas negras de cuadrados en las Figs. 12.11(a) y 12.11(b)]. Pero una vez más, aparecen importantes variaciones de las fuerzas cuando se excita el $LSP_{1,1}$. En ese caso, la variación de $\langle \mathbf{F}_x^T \rangle$ y $\langle \mathbf{F}_y^T \rangle$ es remarcable. La partícula sufre un cada vez más fuerte empuje horizontal hacia la esquina derecha de la rendija hasta que alcanza una distancia de fuerza máxima, disminuyendo después gradualmente a medida que la partícula se acerca a la esquina derecha, [se muestra esto mediante la curva roja de círculos en la Fig. 12.12(a)]. El comportamiento de esta componente de fuerza es opuesto al seguido por la partícula superior de Ag , [compárese con la Fig. 12.11(a)]. La partícula es además empujada verticalmente hacia la rendija por el haz de luz incidente, siendo repelido por las esquinas de la rendija a medida que se aproxima gradualmente a ellas, tal como muestra la curva roja de círculos en la Fig. 12.12(b).

Es remarcable que estas fuerzas sobre la partícula inferior resonante no pueda ser explicada simplemente fundándose en componentes conservativas que atraigan ese cilindro

hacia los bordes de la rendija, donde hay más concentración de carga. Las partículas metálicas presentan una gran sección eficaz de “scattering” y, así, sufren una fuerte presión de radiación. Como consecuencia, las Figs. 12.12(a) y 12.12(b) muestran que la fuerza total resulta de una redistribución compleja del LSP que se acopla con el MDR de la rendija.

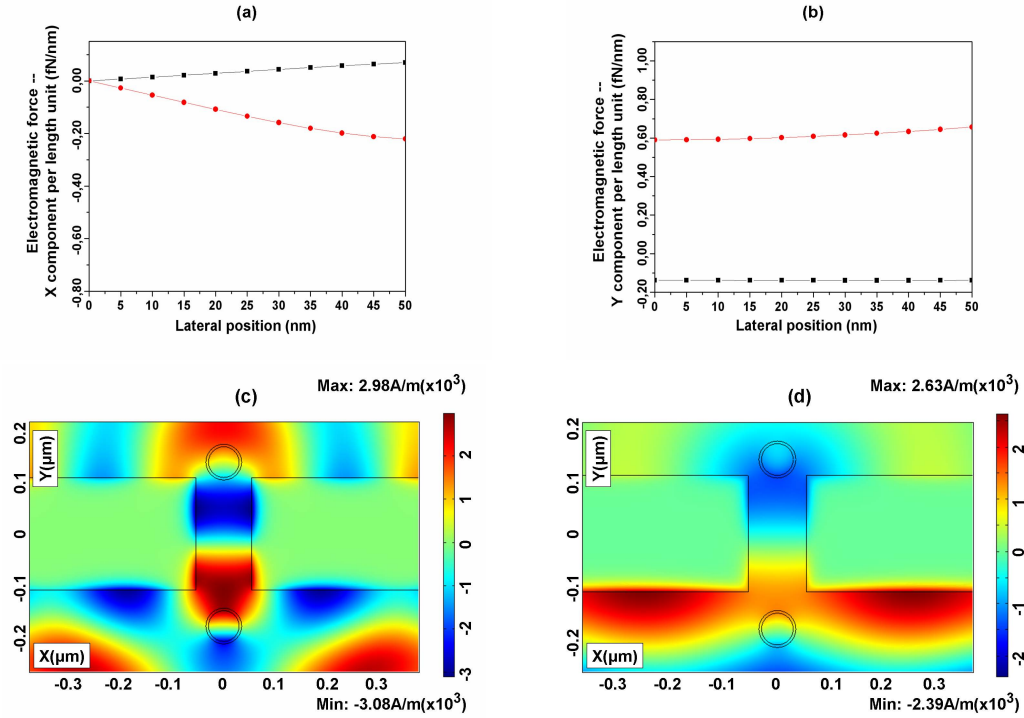


FIGURA 12.13: (a) Componente X $\langle \mathbf{F}_x^T \rangle$ del promedio temporal de la fuerza electromagnética total ejercida sobre el cilindro inferior de Ag, en presencia de la lámina y el cilindro superior de Ag, como se muestra en la Fig. 12.11(a). Esta partícula inferior se desplaza hacia el borde derecho de la rendija. Las curvas negra de cuadrados y roja de círculos representan el cilindro inferior de Ag fuera de ($\lambda = 500, 0nm$) o en ($\lambda = 330, 6nm$) resonancia, respectivamente. (b) Cálculo similar para la componente Y $\langle \mathbf{F}_y^T \rangle$ de la fuerza electromagnética total promediada en el tiempo. (c) Detalle de una instantánea de $\mathbf{H}_z(\mathbf{r})$ a un cierto instante de tiempo para $\lambda = 330, 6nm$ a la cual el cilindro inferior es resonante. (d) Similar a (c) para el caso en el cual ningún cilindro es resonante ($\lambda = 500, 0nm$).

Las componentes de fuerza en la configuración formada por una rendija supertransmisora y dos cilindros metálicos simultáneamente dispuestos a cada lado, se muestra en las Figs. 12.13(a) y 12.13(b) para el cilindro inferior de Ag. En presencia de la resonancia de este cilindro, [$\lambda = 330, 6nm$, véase el gran pico de la curva negra de cuadrados en la Fig. 12.11(b)], las fuerzas $\langle \mathbf{F}_x^T \rangle$ y $\langle \mathbf{F}_y^T \rangle$ son atractivas hacia el eje de la rendija y la lámina, respectivamente, ocurriendo justo lo contrario fuera de resonancia. La Fig. 12.13(c) ilustra la distribución espacial de $\mathbf{H}_z(\mathbf{r})$ la cual, como se mostró en la Subsección 12.3.1 que estudia los WGMs, explica el comportamiento de las fuerzas. En este caso, el acoplamiento entre el MDR supertransmisivo de la rendija y el LSP del cilindro inferior,

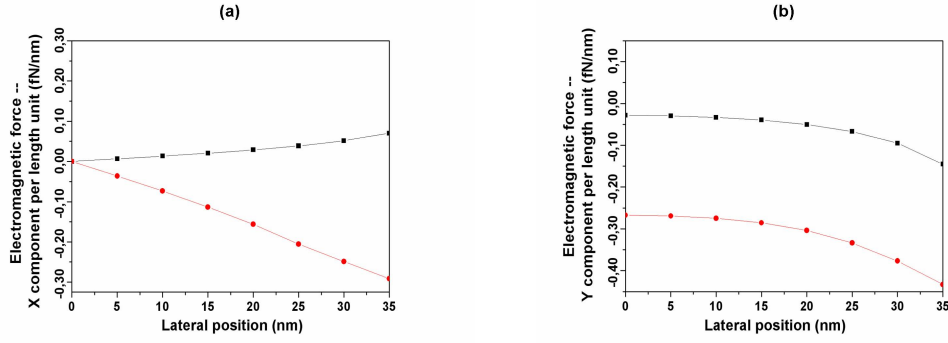


FIGURA 12.14: (a) Componente X $\langle \mathbf{F}_x^T \rangle$ del promedio temporal de la fuerza electromagnética total ejercida sobre el cilindro superior de *Ag*, en presencia de la lámina y el cilindro inferior, como se muestra en la Fig. 12.11(a), a medida que la partícula superior se desplaza desde $x = 0$ hacia la derecha. Las curvas negra de cuadrados y roja de círculos representan el caso en el cual se ilumina el cilindro superior fuera de ($\lambda = 500,0nm$) o en ($\lambda = 326,3nm$) resonancia, respectivamente. (b) Cálculo similar para la componente Y $\langle \mathbf{F}_y^T \rangle$ de la fuerza electromagnética total promediada temporalmente.

[y también entre la rendija y el débilmente excitado LSP superior, véase la línea roja de círculos en la Fig. 12.9(c)], crea un intenso campo ondulatorio $\mathbf{H}_z(\mathbf{r})$ altamente localizado entre el cilindro inferior y la rendija, dando lugar por lo tanto a una fuerza atractiva hacia la abertura sobre ambos cilindros, es decir, similar a aquélla correspondiente al estado enlazante de una molécula fotónica. Las fuerzas verticales sobre los cilindros, inferior y superior, son $0,59fN/nm$ y $-0,07fN/nm$, respectivamente. La Fig. 12.13(d) presenta una instantánea de la distribución espacial de $\mathbf{H}_z(\mathbf{r})$ en la misma configuración, estando ahora ambos cilindros fuera de resonancia.

Como se ve en la Fig. 12.14(a), el cilindro superior, cuando se encuentra fuera de resonancia, sufre una débil fuerza transversal conforme se mueve a la derecha, siendo atraída hacia la esquina derecha de la rendija, pero experimenta una fuerza atractora hacia $x = 0$ en resonancia, [véanse las curvas, negra de cuadrados y roja de círculos, respectivamente, en la Fig. 12.14(a)]. En lo concerniente a la fuerza vertical, la rendija atrae el cilindro superior no resonante, un efecto reforzado al excitar una resonancia de éste, [mostrado por las curvas negra de cuadrados y roja de círculos, respectivamente, en la Fig. 12.14(b)]. Esto sugiere que, en resonancia, la rendija permite la formación de un enlace entre ambas partículas, superior e inferior; la explicación es la misma que la dada anteriormente para discutir el patrón de $\mathbf{H}_z(\mathbf{r})$ presentado en la Fig. 12.13(c). Las fuerzas verticales son ahora $0,15fN/nm$ y $-0,27fN/nm$, ejercidas sobre los cilindros, inferior y superior respectivamente.

12.5. Discusión y conclusiones

En este capítulo se ha llevado a cabo un estudio de la acción mecánica de la luz sobre nanopartículas cercanas a una rendija sub- λ iluminada en régimen de supertransmisión. Se ha hecho especial énfasis en hacer una comparación entre la fuerza sobre las partículas cuando se excita una resonancia de Mie y con la correspondiente al caso de partículas no resonantes. Se ha llevado a cabo este estudio en 2D, de manera que estos objetos son representados mediante cilindros. Con el fin de excitar los modos de transmisión de la rendija, se ha utilizado un haz incidente P-polarizado. En cualquier caso, estos resultados pueden ser reproducidos por esferas en 3D.

Primero, se ha hallado que la presencia de la rendija realza en dos órdenes de magnitud las fuerzas ópticas transversales ejercidas sobre cilindros no resonantes, los cuales podrían obtenerse a partir de un haz óptico en una configuración de pinzas ópticas.

A continuación, se ha probado que mientras la resonancia morfológica de la rendija, causante de la supertransmisión, realza los valores del campo alrededor de estos cilindros y, así, las fuerzas ópticas ejercidas sobre ellos, la excitación de una resonancia de partícula tiene un efecto bastante distinto sobre tales fuerzas, lo cual depende de si el cilindro es dieléctrico o metálico.

La fuerza electromagnética sobre la partícula es altamente dependiente del campo que la rodea. Esto significa que los WGMs excitados en nanocilindros dieléctricos bajo polarización P, bien a la entrada bien a la salida de la rendija, no produce gran impacto sobre las fuerzas ópticas; y que incluso es posible que la alta localización de estos WGMs dentro del cilindro haga disminuir el valor de éstas como consecuencia de la distribución de intensidad tan débil que rodea esta partícula.

Por el contrario, la excitación de LSPs en nanocilindros metálicos, (tanto a la entrada como a la salida de la rendija), provoca un refuerzo de energía localizada alrededor de la superficie de los mismos; esto realza la fuerza óptica, e incluso puede producir un par rendija-cilindro enlazante. Es posible extender este sistema enlazante añadiendo otro cilindro metálico, situado al otro lado de la rendija; entonces, la abertura media entre las dos partículas con una fuerza enlazante.

Se cree a la vista del presente trabajo que estos efectos deberían estimular experimentos para profundizar en su estudio y obtener así sistemas en los cuales sea posible la manipulación de nano-objetos por medio de la acción mecánica de la luz teniendo en cuenta sus resonancias MDR. Esto tiene consecuencias también sobre la microscopía por sondeo de barrido (“raster scanning microscopy”) mediante fuerzas fotónicas producidas por dispositivos de puntas-abertura supertransmisora.

Capítulo 13

Fuerzas ópticas sobre cilindros próximos a rendijas sublongitud de onda iluminadas por un nanojet fotónico

13.1. Introducción

Los estudios acerca de fuerzas ópticas sobre micro- y nano-objetos, en sus aplicaciones tanto de atrapamiento [123–125, 296, 312, 332–334, 336, 344] como de enlace óptico [309, 323, 356], muestran la sensibilidad de estas técnicas a la acción térmica sobre la cinética de estos sistemas. Esto conlleva el incremento de la abertura numérica NA y la potencia del haz iluminante [124] para controlar los experimentos; el procedimiento anterior presenta limitaciones obvias referentes a la manipulación de especímenes biológicos.

La efectividad del atrapamiento óptico aumenta [124, 351] al iluminar partículas a través de aberturas sub- λ en supertransmisión [71, 73, 77, 83, 96, 101, 223, 279, 281, 287, 345, 357], es decir, excitando resonancias morfológicas de la abertura (MDR). Esto permite rebajar la potencia de iluminación, y su actuación mejora en gran medida [351] cuando además se excitan resonancias de Mie de las partículas, esto es, sus modos de galería susurrante (WGM) [136, 137, 152, 215, 219, 233] o plasmones superficiales localizados (LSP) [176, 185, 221, 246]. Esto refuerza la transmitancia de la abertura y la localización de la luz. [288, 290, 346].

Por otro lado, la iluminación por medio de nanojets fotónicos (NJ) [211, 256, 259, 274] constituye una alternativa para realzar esa transmisión y localización de luz a través de aberturas [251]. Los NJs ofrecen un método de resolución espacial sub- λ [211, 256, 258, 264] y, por lo tanto, son de gran interés en microscopía y detección a nanoescala [260]. Ya que, sin embargo, son efectos de enfoque, no resonantes, su obtención no está fuertemente restringida por los parámetros constitutivos y la morfología de las partículas, caso, este último, de las resonancias de Mie.

En contraste con los numerosos trabajos que estudian los nanojets, parece haber sólo uno de ellos que concierne a fuerzas ópticas ejercidas sobre una partícula metálica situada cerca de un NJ [271]. Se presenta aquí por tanto un análisis acerca de los efectos que la presencia de aberturas sub- λ tienen sobre estas fuerzas; un tema que combina el fenómeno de la transmisión extraordinaria con el enfoque de nanojets y la localización de energía óptica, lo cual nunca se ha estudiado. La nanopartícula es dieléctrica o metálica, siendo posible la excitación de sus MDRs.

Se emplean configuraciones 2D en las cuales las partículas son cilindros con su sección recta en el plano de los cálculos y las aberturas son rendijas. Es bien sabido que este montaje reproduce las características principales del fenómeno siempre que no se busquen efectos de despolarización [147, 224, 304, 351], siendo ciertamente compatible con el enfoque de NJ [211, 256, 259, 274]. Por lo tanto, con el fin de obtener supertransmisión de rendijas, la onda incidente es P-polarizada.

Se empleará el tensor de tensiones de Maxwell (MST) [123, 147, 304, 312, 339, 347–349, 351]. Se calculan los campos mediante el método de elementos finitos [351]. La Sección 13.2 trata sobre estos cálculos así como los referidos a energías y fuerzas electromagnéticas, cuyos detalles se presentaron en trabajos previos [251, 288, 351].

A continuación se analizan en la Sección 13.3 los efectos de excitar un WGM y un LSP en un cilindro de *Si* y de *Ag*, respectivamente, sobre las fuerzas ópticas que éstos sufren. Esto se combina con la comparación del efecto de iluminación del NJ en presencia o ausencia de una rendija sub- λ . De esta manera, se mostrará que mientras que una partícula metálica tan pequeña como la utilizada aquí, iluminada en resonancia por un nanojet, sufre una fuerza vertical atractiva, (en contraste con resultados previos [271] concernientes a partículas metálicas de mayor tamaño), lo cual hace de un cilindro que enfoca nanojets un atractor fotónico, es posible que la presencia adicional de una abertura sub- λ cambie el signo de esta fuerza al variar la posición lateral del cilindro sobre el que se ejercen las fuerzas, convirtiéndola así en repulsiva.

Finalmente, si se mostró [351] que la presencia de la rendija realza las fuerzas de gradiente en dos órdenes de magnitud comparadas con el caso de iluminación directa de la partícula

de prueba mediante el haz gaussiano de una pinza óptica convencional, se observa ahora que iluminar la rendija con un nanojet incrementa la magnitud de las fuerzas ópticas sobre la partícula en un factor entre 3 y 10 comparadas con el caso de iluminación de la rendija por medio de un haz gaussiano.

13.2. Cálculos numéricos

Se discute ahora el cálculo de las fuerzas electromagnéticas que interactúan con las partículas situadas a cada lado de una abertura practicada en una lámina metálica. Se efectúan las simulaciones numéricas 2D por medio de un método de elementos finitos (FE) (FEMLAB 3.0a of COMSOL [68], consúltese el Apéndice A). Efectos de polarización aparte, las principales características de los procesos físicos de acoplamiento, excitación de resonancia y el enfoque del nanojet son análogos a aquéllos efectuados en 3D; esto fue ya analizado para nanojets en [211, 256, 259, 274]. Se dan detalles técnicos sobre los cálculos en [230, 288, 351] y en capítulos anteriores.

Aunque pueden elegirse otros materiales, se han usado *Si* y *Ag* para simular las partículas de prueba, efectuando un análisis de sus ricos espectros de Mie en los rangos estudiados (IR y UV cercanos, respectivamente). El material dieléctrico para la partícula que enfoca nanojets es *SiO₂ – glass* [226, 252]. La razón de trabajar con partículas dieléctricas o metálicas es ver los efectos de sus resonancias de Mie sobre las fuerzas electromagnéticas inducidas, teniendo en cuenta la influencia de la presencia de una rendija sub- λ iluminada por el nanojet. Como en trabajos previos, y por las mismas razones [251, 292, 351], esta última se considera practicada en una lámina gruesa de *Al*. Es posible usar *Au* o *Ag* para láminas más finas.

Siguiendo el esquema mostrado en la Fig. 13.1, se lanza hacia arriba un haz incidente P-polarizado, es decir, con su vector magnético \mathbf{H}_z perpendicular al plano XY, que se propaga en dirección Y. Se toma esta elección porque la polarización P, en contraste con la polarización S (ver el Apéndice C), da lugar a autoestados homogéneos, esto es, aquéllos causantes de la transmisión extraordinaria a través de la rendija sub- λ [94, 103, 251, 288, 289]. El haz luminoso incide sobre un cilindro dieléctrico de radio r_{nj} , el cual concentra un nanojet cerca de su superficie posterior. El nanojet ilumina el cilindro de prueba de radio r cuando la lámina de la Fig. 13.1 no existe; o, cuando esta última está presente, la iluminación se obtiene por transmisión del nanojet a través de la rendija, como se ve en la Fig. 13.1. La nomenclatura seguida para clasificar los plasmones superficiales localizados (LSP) y los modos de galería susurrante (WGM) de los cilindros de prueba, así como las resonancias de la rendija son: subíndices (i, j) , i y j representan sus órdenes angular i -th y radial j -th, respectivamente.

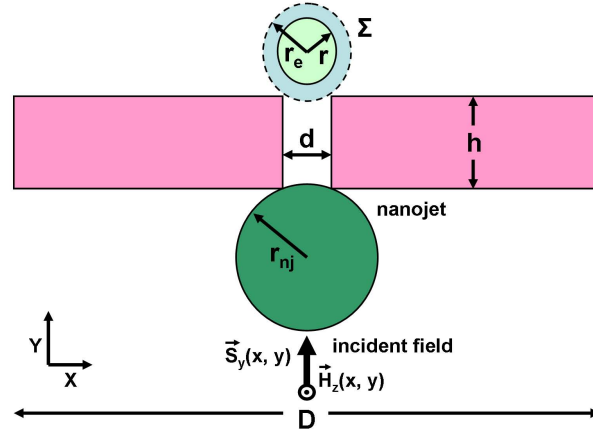


FIGURA 13.1: Ilustración esquemática de la geometría para el cálculo de la transmitancia de la rendija y fuerzas ópticas: Una onda plana oncidente, P-polarizada, de perfil gaussiano (amplitud $A = (1/\pi)mW/\mu m^2$, anchura en intensidad $\sigma = r_{nj}$), vector magnético \mathbf{H}_z y promedio temporal del vector de Poynting $\langle \mathbf{S}_y \rangle$ alcanza un cilindro de $SiO_2 - glass$ de radio r_{nj} , el cual enfoca un nanojet cerca de su superficie posterior, cuya intensidad se calcula en el punto donde $|\langle \mathbf{S}_y \rangle|$ es máximo. Este nanojet ilumina, directamente o a través de una abertura sub- λ de anchura d , un cilindro de radio r . La abertura se practica en una lámina de Al de anchura D y grosor h . La anchura D es además la que corresponde al lado horizontal de la ventana de simulación, cuyas condiciones de frontera se fijan a “baja reflexión”, excepto en aquellos segmentos que coinciden con los límites exteriores de la lámina, donde se seleccionan condiciones de “conductor perfecto”. La intensidad enfocada por el nanojet sobre el cilindro de radio r , directamente o transmitida a través de la rendija, se avalúa como sigue: para partículas dieléctricas (Si), el promedio temporal de la norma de flujo energético $|\langle \mathbf{S}_y \rangle|$ se integra en el interior de la sección recta circular del cilindro de radio r . Para cilindros metálicos (Ag), se determina $|\langle \mathbf{S}_y \rangle|$ integrando en un anillo de radios exterior e e interior r , respectivamente. Ya que siempre se lanza un haz de amplitud unidad sobre el sistema, todas las gráficas de transmisión presentadas en este trabajo están normalizadas a este valor. La circunferencia Σ de radio r_e , se usa además para calcular las fuerzas electromagnéticas sobre la partícula de prueba (véase también [351]), sin importar si el cilindro es dieléctrico o metálico. Cuando no hay cilindro superior de prueba alguno, la transmitancia se obtiene al integrar $|\langle \mathbf{S}_y(x, y) \rangle|$, bien en un círculo en vacío que coincide con aquél de la sección recta del cilindro de prueba, bien en el anillo que rodea éste (según se compare con el caso de cilindro dieléctrico o metálico).

En todos los casos el perfil a frecuencia ω es gaussiano, con distribución de campo magnético en su plano focal: $\mathbf{H}_z(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = |\mathbf{H}_{z0}| \exp(-x^2/2\sigma^2) \exp(i((2\pi/\lambda)y - \omega t))$, denotando $|\mathbf{H}_{z0}|$ el módulo, $2^{1/2}\sigma$ la mitad de la anchura a la mitad del máximo (HWHM) del haz, y representando λ su longitud de onda. De esta forma, el haz posee una intensidad $(1/\pi)mW/\mu m^2$ y $HWHM = 2r_{nj}$. Se han ajustado los parámetros geométricos de los cilindros y la rendija de modo que a la longitud de onda λ dada, tiene lugar el enfoque de nanojets así como la excitación de resonancias morfológica tanto de la rendija como de la partícula de prueba.

Las cantidades físicas mostradas en las imágenes de las configuraciones bajo estudio son el campo magnético $\mathbf{H}_z(x, y)$, el campo eléctrico $\mathbf{E}(x, y)$ y el promedio temporal

del flujo de energía $\langle \mathbf{S}(x, y) \rangle$. Las curvas que presentan la intensidad del nanojet enfocado cerca de la superficie posterior del cilindro de $\text{SiO}_2 - \text{glass}$, se obtienen en el punto (x, y) donde $|\langle \mathbf{S}(x, y) \rangle|$ es máximo.

La concentración de luz ya sea en el interior o sobre la superficie del cilindro dependiendo de si éste es dieléctrico o metálico, se evalúa al integrar $|\langle \mathbf{S}(x, y) \rangle|$ en la sección recta circular del cilindro de prueba de radio r cuando este último es dieléctrico, o en un anillo que lo rodea, de radios r y r_{jm} cuando el cilindro de prueba es metálico (véase la Fig. 13.1). Esto emana del hecho de que si la partícula es dieléctrica, la intensidad transmitida por la rendija, que se acopla con la partícula WGM, se concentra en el interior del cilindro; mientras que cuando esta nanopartícula es metálica, esta intensidad transmitida, acoplada al LSP, permanece sobre la superficie de la partícula. Por otro lado, la transmitancia de la lámina cuando la partícula de prueba no está presente se calcula mediante la integración de $|\langle \mathbf{S}(x, y) \rangle|$ en un círculo de radio r en el espacio vacío el cual coincide con aquel correspondiente a la sección recta del cilindro de prueba. En todos los casos, estas intensidades se normalizan a la intensidad máxima del haz gaussiano incidente $|\langle \mathbf{S}_{max} \rangle| = (1/\pi)mW/\mu m^2$.

Al igual que en el capítulo 12, se calcula el promedio temporal de la fuerza ejercida sobre el cilindro de prueba según la expresión de la integral ya expuesta en la Ec. 12.1, empleando el tensor de tensiones de Maxwell (MST) [289], donde la superficie de integración Σ rodea la partícula como se ve en la Fig. 13.1 y \mathbf{n} representa la normal unitaria hacia su exterior. En la geometría 2D, Σ representa la circunferencia de radio r_e (véase la Fig. 13.1), siendo $\epsilon = \mu = 1$.

En la Ec. 12.1, \mathbf{E}, \mathbf{H} y $\mathbf{E}^*, \mathbf{H}^*$ son los valores de los campos y sus conjugados complejos, ϵ y μ denotan la permitividad eléctrica y la permeabilidad magnética del medio circundante, el cual en este trabajo se asumirá que es vacío.

El cálculo con FEMLAB de los valores complejos $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ y $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ y de los campos físicos reales: $\mathbf{E}^{\mathbf{R}}(\mathbf{r}, t) = \Re\{\mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)\}$ y $\mathbf{H}^{\mathbf{R}}(\mathbf{r}, t) = \Re\{\mathbf{H}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)\}$, no es obvio. Se dan los detalles del procedimiento en [351] y el Apéndice B.

13.3. Transmisión extraordinaria de una rendija en presencia de un nanojet. Excitación de una resonancia morfológica (MDR) en el cilindro

13.3.1. Excitación de un WGM en un cilindro mediante enfoque de nanojet. Efectos de acoplamiento por supertransmisión

Con objeto de interpretar las fuerzas ópticas ejercidas sobre las partículas de prueba, se discutirán primero los campos resultantes de la interacción. Se comenzará por tratar la situación en la cual la rendija se ilumina mediante un nanojet en la región IR. El cilindro de prueba a la salida de la rendija es dieléctrico. Esto hace posibles dos procesos de refuerzo de supertransmisión: uno debido al nanojet enfocado cerca de la superficie posterior del cilindro dieléctrico de radio r_{nj} situado a la entrada de la abertura, y el resultante del acoplamiento entre la luz que emerge de la rendija y el WGM excitado en el cilindro de prueba de radio r (véase la Fig. 13.1).

Se presentará primero un estudio de los campos y la energía sin el cilindro de prueba de *Si*. La Fig. 13.2(a) muestran una curva negra de cuadrados y verde de triángulos que representan el flujo de energía promedio, cuando el haz gaussiano ilumina directamente la lámina de *Al* en ausencia del nanojet (pico a $\lambda = 1175nm$), o cuando se enfoca la luz incidente como un nanojet próximo a la superficie posterior de un cilindro de *SiO₂ – glass* de radio $r_{nj} = 3\mu m$ situado a la entrada de la rendija. La intensidad en el punto donde se encuentra el máximo del nanojet, sin lámina, queda representada por la curva roja de círculos. La presencia del nanojet refuerza el pico de transmitancia correspondiente a la rendija en un factor superior a 4 (at $\lambda = 1155nm$), pero elimina el perfil del pico de energía supertransmitida de la lámina sola (compárense las líneas verde de triángulos y negra de cuadrados), manifestando así la naturaleza no resonante del proceso de enfoque del NJ (véase la línea roja de círculos). Se ofrece un detalle de la distribución de campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ (véase la Fig. 13.2(b)) y flujo de energía $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ (Fig. 13.2(c)) del nanojet solo, esto es, sin rendija ni cilindro de *Si*, cerca de la superficie posterior del cilindro. Ambos mapas muestran claramente el proceso de enfoque y el vórtice que forman las líneas de campo eléctrico en las proximidades del foco del nanojet.

A continuación, se coloca el cilindro de prueba de *Si* sobre el cilindro de *SiO₂ – glass* en ausencia de la rendija. La luz en el cilindro de *Si* se concentra ahora en forma de una resonancia $WGH_{1,1}$, como muestra el mapa dipolar de la norma de campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ en la Fig. 13.3(a), $\mathbf{r} = (x, y)$. En consecuencia, la distribución de campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ adquiere un patrón vorticial cerca del cilindro de prueba (véase la Fig. 13.3(b)) y,

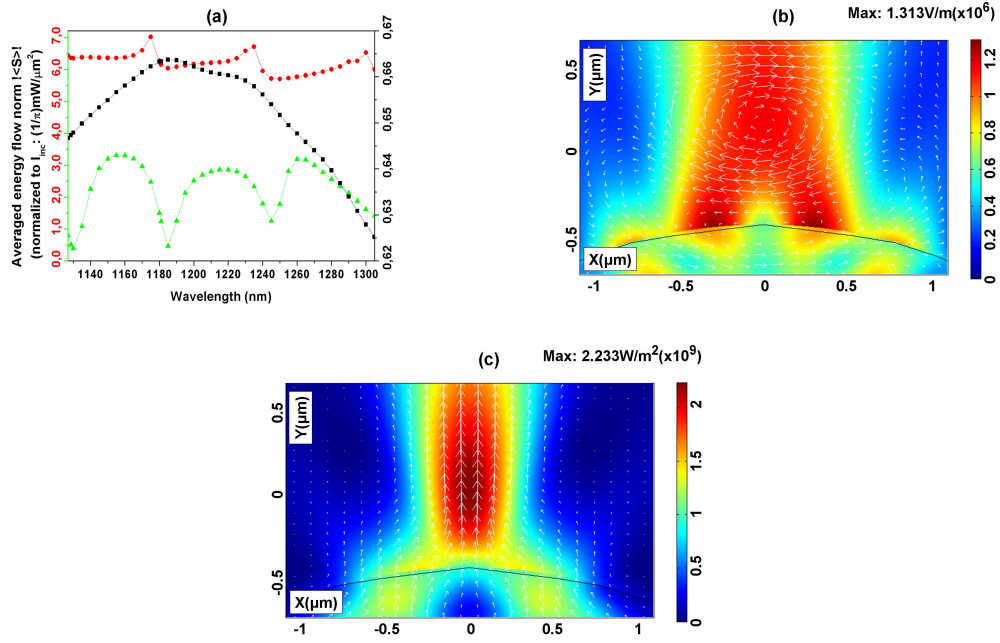


FIGURA 13.2: Norma del promedio temporal de flujo energético $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$, transmitido por la rendija frente a la longitud de onda de la iluminación para los casos de: una rendija sola (anchura $d = 428,8 nm$) practicada en una lámina de Al (anchura $D = 19,920 \mu m$, grosor $h = 857,6 nm$) (curva negra con cuadrados, valores en el eje vertical derecho); y la misma rendija iluminada por un nanojet enfocado cerca de la superficie posterior de un cilindro de $SiO_2 - glass$ de radio $r_{nj} = 3 \mu m$ colocado a la entrada de la rendija (curva de verde con triángulos, valores en el eje vertical izquierdo). La curva roja con círculos (valores en el eje vertical izquierdo) representa $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ concentrado por el nanojet en su punto de máxima intensidad, sin lámina. Se efectúan los cálculos como se explica en la Fig. 13.1. (b) Detalle de la transmisión de la magnitud (colores) y vector (flechas) de campo eléctrico $|\mathbf{E}(\mathbf{r})|$ correspondientes al nanojet enfocado cerca de la superficie posterior del cilindro de $SiO_2 - glass$ a $\lambda = 1175 nm$, sin rendija ni partícula de prueba de Si . Esto se corresponde con el pico de la línea roja con círculos de (a). (c) El mismo detalle que en (b), pero ilustrando el promedio temporal de flujo energético $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ (norma en colores y vector en flechas).

bajo esta polarización P del haz incidente, la intensidad de luz procedente del nanojet se encuentra altamente localizada dentro de este cilindro de Si (véase la Fig. 13.3(c)).

La Fig. 13.4(a) muestra el flujo promedio de energía para todas las configuraciones estudiadas en este capítulo. Se ilustra la intensidad del nanojet localizado en el cilindro de Si de radio $r_{nj} = 3 \mu m$, sin rendija, por medio de la curva azul con triángulos hacia abajo. Los picos de esta curva coinciden con aquellos correspondientes al punto de intensidad máxima del nanojet solo (véase la curva roja con círculos en la Fig. 13.2(a)), pero ahora reforzados por la concentración debida a la resonancia $WGH_{1,1}$ a $\lambda = 1175 nm$. Como se ve, este nanojet además refuerza la energía asociada a la resonancia del cilindro en un factor de 10 (curva azul con triángulos hacia abajo en la Fig. 13.4(a)), al comparar con el caso de cilindro de Si resonante iluminado directamente por el haz gaussiano

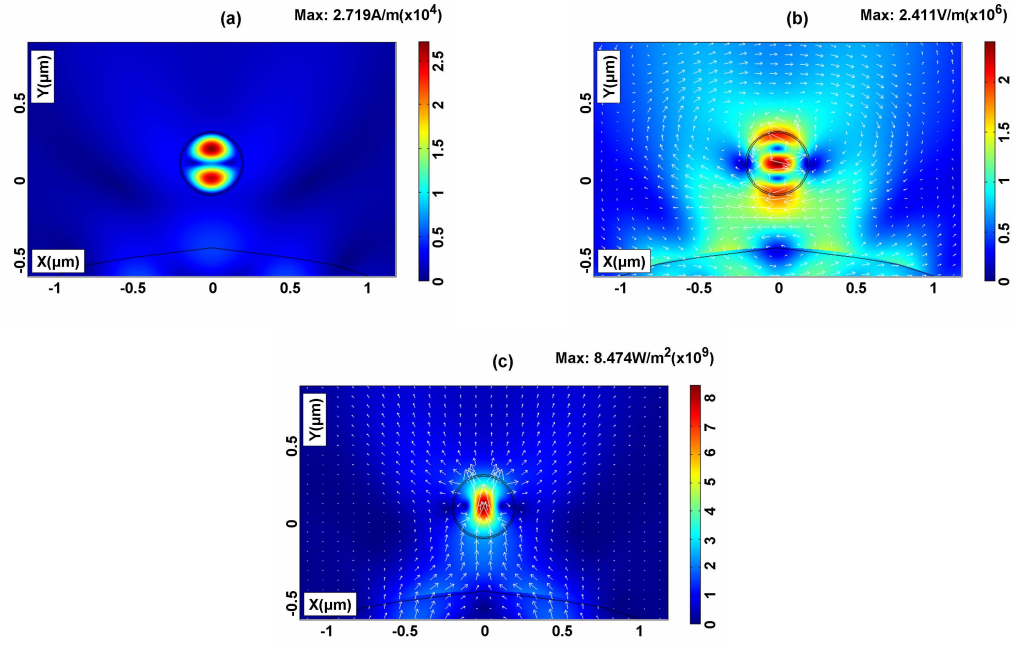


FIGURA 13.3: (a) Detalle del mapa de la norma de campo magnético $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$, $\mathbf{r} = (x, y)$, en un cilindro de *Si* resonante de radio $r = 200nm$ iluminado por el nanojet enfocado a $350nm$ tras la superficie posterior del cilindro de *SiO₂ – glass* de radio $r_{nj} = 3\mu m$. El cilindro de *Si* se coloca en el punto de máxima intensidad del nanojet. Hay concentración de energía en la forma de un modo $WGH_{1,1}$ del cilindro de *Si*. (b) Detalle de la magnitud y el vector (colores y flechas, respectivamente) del campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$. (c) Detalle del promedio temporal de flujo energético $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ (norma en colores y vector en flechas). Las condiciones de iluminación en estas imágenes son idénticas a las utilizadas en las Figs. 13.2(b)–(c) y a la misma longitud de onda.

sin nanojet ni rendija (cuya intensidad integrada en la sección recta del cilindro de *Si* presenta un máximo a $\lambda = 1195nm$; no mostrado aquí por brevedad).

En lo que concierne al nanojet enfocado en la rendija de *Al* con el cilindro de *Si* a su salida, la intensidad transmitida hacia el interior de ese cilindro frente a la longitud de onda toma la forma de la curva rosa con triángulos rotados de la Fig. 13.4(a). Ésta sigue la tendencia de la intensidad en el cilindro solo (no mostrado aquí), modulada por aquélla del sistema nanojet-rendija, como resultado de los efectos conjuntos del enfoque del nanojet y la excitación de la resonancia WGM. Esto muestra un modesto incremento de la intensidad transmitida hacia el interior de la partícula de *Si* (véase la curva rosa con triángulos rotados) al comparar con aquél del gran cilindro que enfoca el nanojet junto con la rendija, sin partícula de *Si* (curva verde con triángulos hacia arriba). Aun así, el factor de refuerzo es ahora superior a 4 (a $\lambda = 1160nm$) con respecto a la intensidad transmitida por la rendija sola (curva negra con cuadrados en la Fig. 13.2(a)).

Puede verse en las Figs. 13.4(b) and 13.4(c), un detalle de las distribuciones espaciales de \mathbf{E} y $\langle \mathbf{S} \rangle$, respectivamente, a la longitud de onda óptima para la mayor intensidad

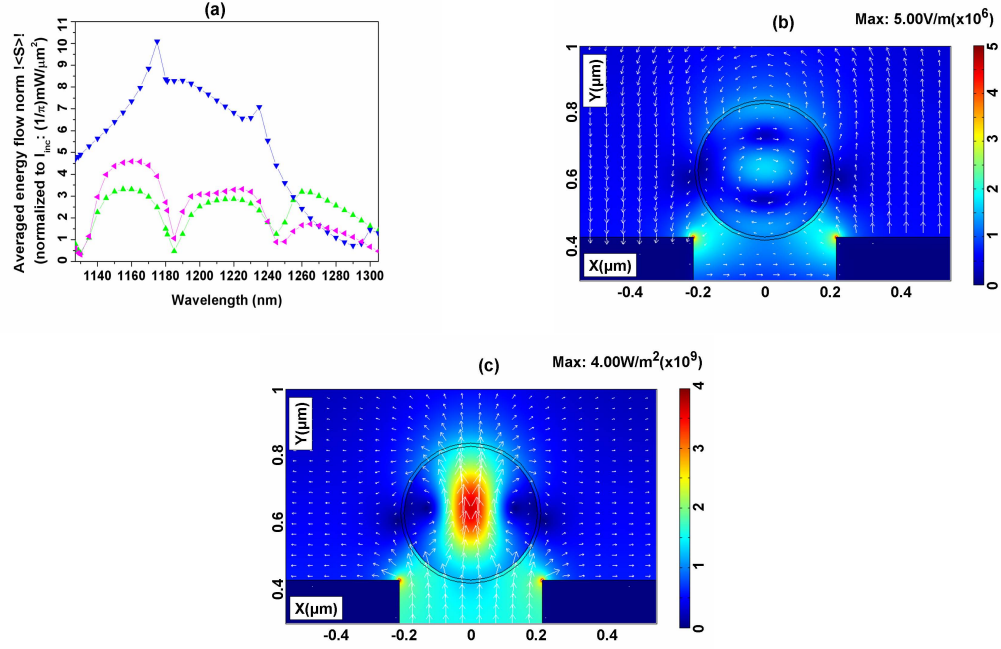


FIGURA 13.4: (a) Norma del promedio temporal de flujo energético transmitido $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ frente a la longitud de onda de iluminación para las siguientes configuraciones: Un nanojet enfocado por el cilindro de $SiO_2 - glass$ de radio $r_{nj} = 3\mu m$, tangente al plano de entrada de la rendija practicada en la lámina de Al estudiada en la Fig. 13.2(a) (curva verde con triángulos hacia arriba). Se añade un cilindro de Si de prueba, tangente al plano de salida de la rendija iluminada por el nanojet (curva rosa con triángulos rotados). La curva azul con triángulos hacia abajo representa $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ concentrado en el cilindro de Si resonante, situado tras el cilindro de $SiO_2 - glass$ que enfoca el nanojet, cuando no hay lámina entre ellos. Se obtienen todas estas curvas como se explica en la Fig. 13.1. (b) Detalle de la magnitud y el vector (colores y flechas) del campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ en el cilindro de Si en el plano de salida iluminado por el nanojet (véase en (a) la curva rosa con triángulos rotados). Se ilumina el gran cilindro de $SiO_2 - glass$ bajo la rendija mediante un haz gaussiano a $\lambda = 1160nm$. No se muestra este cilindro en la figura. (c) Lo mismo que en (b) para $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$, norma en colores y vector en flechas.

transmitida por el sistema constituido por el gran cilindro de $SiO_2 - glass$, la rendija sub- λ y el cilindro de Si de prueba, resonante. Se muestra así el vórtice del vector eléctrico en el cilindro de Si alrededor del punto de concentración máxima de intensidad. Además, se observa claramente la gran localización de carga en las esquinas de la rendija. Se verá que esto tiene consecuencias importantes para las fuerzas ópticas ejercidas sobre el cilindro de Si .

13.3.2. Fuerzas electromagnéticas sobre un cilindro dieléctrico con un modo de galería susurrante excitado por un nanojet, directamente o mediante transmisión a través de la rendija sublongitud de onda

A continuación, se estudia la fuerza que los campos electromagnéticos del nanojet transmitido a través de la rendija ejercen sobre el cilindro de *Si* de prueba situado a la salida de la rendija.

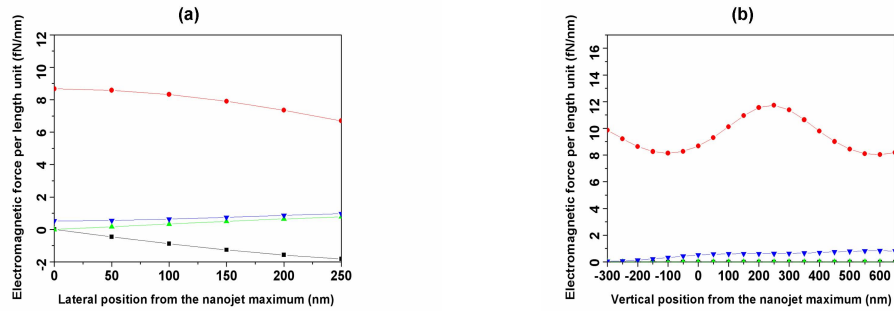


FIGURA 13.5: (a) Componentes X e Y de la fuerza electromagnética total \mathbf{F}^t ejercida sobre el cilindro de *Si* a medida que éste se desplaza lateralmente hacia la derecha desde el punto de máxima intensidad del nanojet enfocado por el cilindro de *SiO₂ – glass* de radio $r_{nj} = 3\mu m$. Este punto se encuentra a $350nm$ de la superficie posterior de este cilindro. No hay rendija. (b) Las mismas cantidades cuando el cilindro de *Si* se separa verticalmente del mismo punto que en (a). En ambas gráficas, las curvas negra con cuadrados y verde con triángulos representan \mathbf{F}_x^t cuando el cilindro de *Si* no es ($\lambda = 1280nm$) y sí es ($\lambda = 1175nm$) resonante, respectivamente. Las curvas roja con círculos y azul con triángulos hacia abajo representan, en el mismo orden, \mathbf{F}_y^t .

La Fig. 13.5(a) muestra la variación en las componentes X e Y de esta fuerza cuando la partícula se desplaza horizontalmente desde el punto de máxima intensidad del nanojet. En este caso se asume la ausencia de rendija. La partícula, iluminada fuera de resonancia, es gradualmente más atraída en dirección lateral por el gradiente de intensidad que presenta la distribución espacial del nanojet, y cada vez menos empujada verticalmente (consúltense las curvas negra con cuadrados y roja con círculos, respectivamente). Por otro lado, cuando se excita el $WGH_{1,1}$, la partícula es ahora ligeramente más y más repelida en dirección lateral del pico de intensidad presentado por el mapa del nanojet (véase la curva verde de triángulos hacia arriba) y débil, aunque creciente y progresivamente, empujada en dirección vertical (curva azul de triángulos hacia abajo).

La Fig. 13.5(b) presenta las mismas cantidades que las ilustradas en la Fig. 13.5(a), pero con el cilindro de *Si* desplazándose verticalmente hacia arriba desde el punto de máxima intensidad de la distribución espacial del nanojet. Se muestra \mathbf{F}_x^t en ausencia o presencia de resonancia en esta partícula por medio de las curvas negra con cuadrados y verde con triángulos hacia arriba, respectivamente, haciendo las curvas roja con círculos

y azul con triángulos la función correspondiente para \mathbf{F}_y^t . Es obvio que, debido a la simetría del mapa de intensidad de campo alrededor de este eje, no se ejerce fuerza horizontal alguna. Aun así, en dirección vertical la partícula es empujada fuertemente hacia arriba, siguiendo la magnitud de la fuerza un comportamiento oscilante debido al patrón de interferencia entre el campo emergente de la rendija y el reflejado hacia abajo por el cilindro de *Si*. Este empuje es débil si se excita la resonancia WGM. En este último caso, bajo esta iluminación P-polarizada, la mayor parte del campo cercano se concentra en el interior de la partícula, con poca intensidad en el exterior, llevando así a débiles fuerzas ópticas sobre la partícula resonante con el WGM P-polarizado en las Figs. 13.5(a) y 13.5(b).

Es necesario remarcar que estas fuerzas \mathbf{F}_x^t and \mathbf{F}_y^t inducidas por el nanojet sobre la partícula de *Si* son alrededor de 1000 y 10 veces mayores, respectivamente, que las correspondientes al caso de iluminación directa de este cilindro de prueba mediante un haz gaussiano semejante a una pinza óptica convencional (compárese las Figs. 13.5(a) y 13.5(b) con las Figs. 12.5(a) y 12.5(b)).

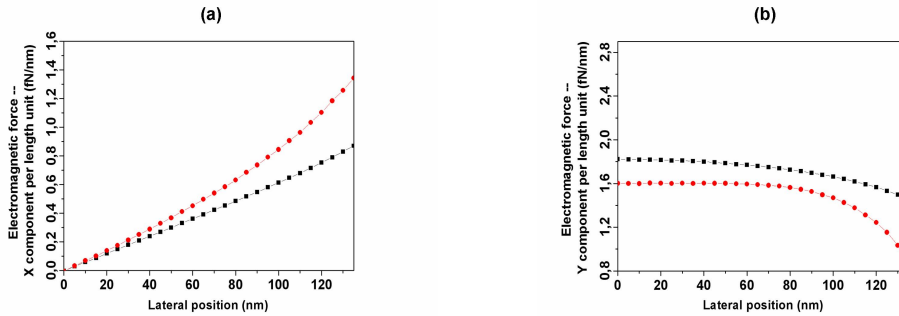


FIGURA 13.6: (a) Componente \mathbf{F}_x^t de la fuerza electromagnética total ejercida sobre el cilindro de *Si* situado a la salida de la rendija practicada en la lámina de *Al* iluminada por un nanojet que surge cerca de la superficie posterior del cilindro de *SiO₂ - glass* de radio $r_{nj} = 3\mu m$ bajo la rendija (véase la Fig. 13.1). El cilindro de *Si* es tangente al plano de salida de la rendija, y se desplaza lateralmente hacia la derecha del eje de la abertura. (b) Componente \mathbf{F}_y^t de la fuerza óptica cuando el cilindro de *Si* se desplaza como en (a). En ambas gráficas, las curvas negra con cuadrados y roja con círculos representan los casos en los cuales el cilindro de prueba es no resonante ($\lambda = 1280nm$) y resonante ($\lambda = 1160nm$), respectivamente.

Por otro lado, las Figs. 13.6(a) y 13.6(b) muestran las componentes X e Y de la fuerza óptica ejercida sobre el cilindro de *Si*, colocado a la salida de la rendija sub- λ , debida a los campos electromagnéticos emergentes. El cilindro de *SiO₂ - glass* de radio $r_{nj} = 3\mu m$ se encuentra bajo la rendija y forma un nanojet cerca de su superficie posterior. La partícula se desplaza lateralmente a la derecha aproximándose al borde de la rendija. Cada componente cartesiana de fuerza se ilustra para los casos en los cuales el cilindro de *Si* está fuera o en resonancia. Ahora esta partícula es más y más atraída horizontalmente por las esquinas de la salida de la rendija a medida que se aproxima a

ellas, independientemente de la ausencia o la presencia de resonancia (véanse las curvas negra con cuadrados y roja con círculos, respectivamente, en la Fig. 13.6(a)), siendo la fuerza horizontal de mayor valor en presencia de resonancia. La rendija ejerce una fuerza vertical de empuje sobre el cilindro que decrece a medida que se desplaza hacia las esquinas de la rendija (curvas negra con cuadrados y roja con círculos, respectivamente, en la Fig. 13.6(b)). Entonces, la presencia del $WGM_{2,1}$ resonante en la partícula de *Si* provoca el decrecimiento del empuje vertical desde la rendija y aumento de la atracción horizontal hacia las esquinas de la rendija. La causa de esto es la misma que la discutida en referencia a las Figs. 13.5(a) y 13.5(b) para iluminación P-polarizada. Sin embargo, en lo que respecta a la fuerza horizontal en la zona próxima al borde de la rendija, la fuerza de gradiente creada alrededor de este borde por su concentración de carga (véanse las Figs. 13.4(b) y 13.4(c)), es responsable del gran valor de \mathbf{F}_x^t en resonancia cerca de este borde, como se ve en la Fig. 13.6(a). Por lo tanto, únicamente el gradiente de intensidad de campo cerca de las esquinas de salida de la rendija (recuérdese que en resonancia bajo polarización P el cilindro de *Si* concentra la intensidad en su interior, dejando muy poca energía “scattered” en sus alrededores), es el factor principal en lo que concierne a la interacción entre la abertura y la partícula resonante.

Estas fuerzas inducidas por el nanojet sobre la partícula de *Si* a través de la rendija son alrededor de 3 a 6 veces mayores que aquéllas procedentes de la iluminación directa de la rendija mediante un haz gaussiano, esto es, sin nanojet (compárense las Figs. 13.6(a) y 13.6(b) con las Figs. 5(a) y 5(b) de [351])

13.3.3. Excitación de un plasmón superficial localizado en un cilindro mediante el enfoque de un nanojet. Efectos del acoplamiento por supertransmisión

Se tratará ahora una rendija sub- λ iluminada por un nanojet en la región UV cuando se sitúa un cilindro metálico a su salida. Esto produce dos procesos interactuantes de refuerzo de transmisión extraordinaria, o supertransmisión: uno debido al acoplamiento del nanojet enfocado en la abertura con la excitación de sus autoestados propagantes, y otro que surge del acoplamiento entre el campo transmitido a través de la rendija y el plasmón superficial localizado (LSP) que se excita sobre la superficie del cilindro metálico [346, 351]. Con objeto de analizar la fuerza óptica ejercida sobre la partícula metálica, en primer lugar se discutirá brevemente la distribución de campos y energía en este sistema.

Ahora se coloca un cilindro de *SiO₂ – glass* de radio $r_{nj} = 1,3\mu m$ ante la lámina de *Al*, el cual enfoca, en las proximidades de sus superficie posterior, un nanojet que ilumina la

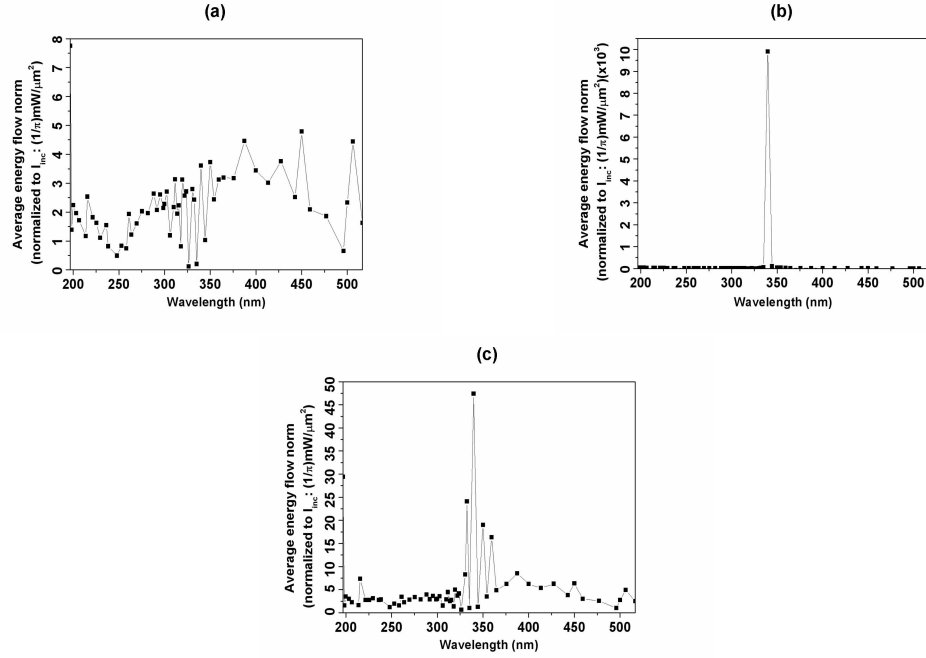


FIGURA 13.7: (a) Norma del promedio temporal de flujo energético $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ frente a la longitud de onda de iluminación, transmitida a la salida de una rendija (anchura $d = 109,7nm$) practicada en una lámina de Al (anchura $D = 5,096\mu m$, grosor $h = 219,4nm$) iluminada por un nanojet. Este nanojet es enfocado por un cilindro de $SiO_2 - glass$ de radio $r_{nj} = 1,3\mu m$, separado $10nm$ del plano de entrada de la rendija. (b) No hay rendija: $|\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle|$ frente a la longitud de onda de iluminación, concentrado sobre la superficie de un cilindro de Ag de radio $r = 30nm$ situado a $200nm$ de la superficie posterior del cilindro enfocador de $SiO_2 - glass$. (c) La misma cantidad cuando la rendija está presente y el cilindro de Ag , tangente al plano de salida de la abertura, “scatterea” la luz que emerge de la rendija, la cual está iluminada por el nanojet. Se efectúan los cálculos según las explicaciones de la Fig. 13.1.

rendija. Se efectúan los cálculos tal como se describen en la Fig. 13.1. La escasa intensidad transmitida con pico a $\lambda = 339,7nm$ que se obtendría si esta rendija fuese iluminada, sin nanojet alguno, por un haz gaussiano, normalizada a la intensidad máxima de este último (que era $(1/\pi)mW/\mu m^2$), se convierte, cuando el nanojet ilumina la rendija, en una línea oscilatoria, típica de los nanojets, como se ve en la Fig. 13.7(a). Aun así, es posible que esta configuración nanojet-rendija proporcione un factor de refuerzo en transmitancia de 4 aproximadamente. La Fig. 13.7(b) representa el efecto que la concentración de luz tiene sobre un cilindro de Ag de radio $r = 30nm$ situado a $200nm$ de la superficie posterior del cilindro de $SiO_2 - glass$ que enfoca el nanojet cuando se suprime la rendija. La energía del autoestado $TM_{1,1}$, concentrada en la superficie del cilindro de Ag , se refuerza a $\lambda = 339,7nm$ en un factor aproximado de 33 debido a la presencia del nanojet (véase la Fig. 13.7(b)). Este efecto es algo similar a aquél que tiene lugar sobre el cilindro de Si estudiado anteriormente, aunque ahora con un factor de realce mucho mayor.

Por otro lado, cuando la rendija está presente, como muestra la Fig. 13.7(c), se alcanzan

factores de refuerzo entre 8 y 47 al excitar el LSP $TM_{1,1}$ sobre la superficie del cilindro de Ag .

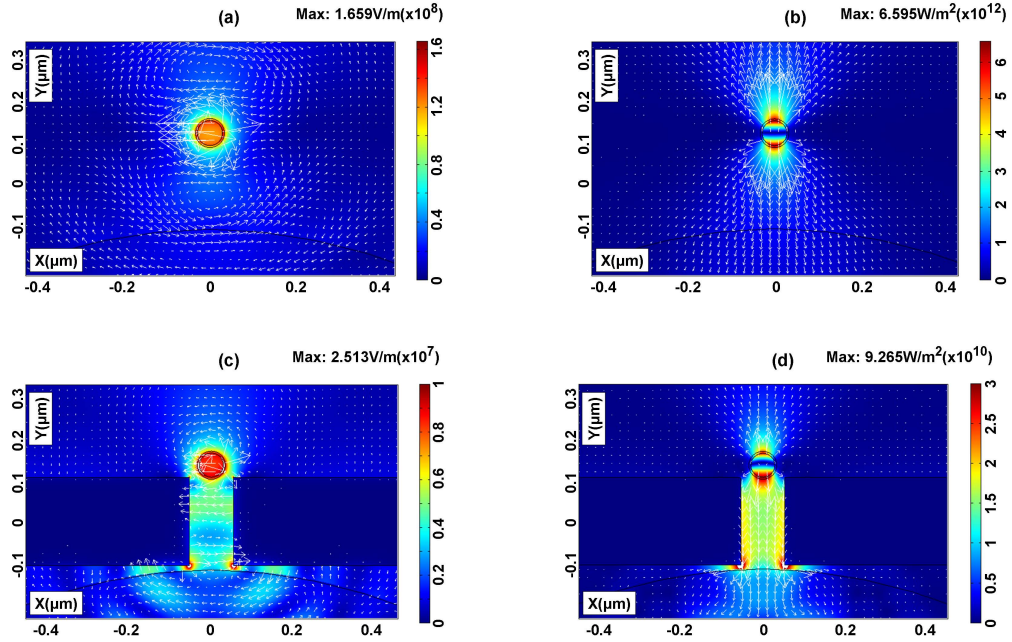


FIGURA 13.8: (a) Detalle de la distribución espacial de campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, $\mathbf{r} = (x, y)$ (magnitud y vector: colores y flechas, respectivamente), en las proximidades de un cilindro de Ag de radio $r = 30nm$ situado a $200nm$ de la superficie posterior de un cilindro de $SiO_2-glass$ de radio $r_{nj} = 1,3\mu m$. No hay rendija. (b) El mismo detalle pero ahora en promedio temporal de flujo energético $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ (norma en colores y vector en flechas). (c) Detalle de $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ (magnitud y vector: colores y flechas, respectivamente), en presencia de la rendija. La configuración corresponde al mayor pico mostrado en la Fig. 13.7(c). (d) El mismo detalle que en (c), ahora en $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$ (norma en colores y vector en flechas). En todas las imágenes la longitud de onda de iluminación es $\lambda = 339,7nm$.

Para ilustrar esta situación, las Figs. 13.8(a) y 13.8(b) presentan detalles del efecto que el nanojet tiene en la región próxima al cilindro de Ag . Puede verse el efecto de la profundidad de penetración a la longitud de onda que ilumina la partícula de Ag debido al pequeño tamaño de ésta. Este caso se corresponde con el mayor pico de la Fig. 13.7(b). Se muestran además el campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ y promedio temporal del flujo energético $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$, respectivamente. El nanojet está casi completamente concentrado en el pequeño cilindro metálico. Las Figs. 13.8(c) y 13.8(d) son detalles de $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ y $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle$, respectivamente, correspondientes a la configuración estudiada en la Fig. 13.7(c), esto es, aquella caracterizada por el acoplamiento entre el nanojet y el LSP por medio de la rendija. La longitud de onda $\lambda = 339,7nm$ del mayor pico mostrado en la Fig. 13.7(c) se mantiene prácticamente igual a aquella del pico que surge en caso de no haber rendija, como ocurre en la Fig. 13.7(b). Se muestran los puntos de concentración en el borde de la rendija y el enfoque del nanojet, así como los mecanismos que excitan el LSP.

13.3.4. Fuerzas electromagnéticas ejercidas sobre un cilindro metálico bajo excitación de un plasmón superficial localizado mediante un nanojet, directamente o por transmisión a través de una rendija sublongitud de onda.

Se abordará seguidamente el análisis de las fuerzas ópticas inducidas por el nanojet y la rendija sobre la partícula metálica de *Ag* al excitar un *LSP* en la superficie de esta última.

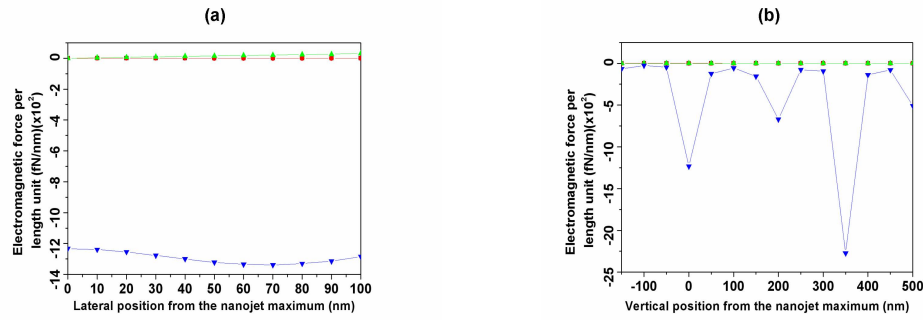


FIGURA 13.9: (a) Componentes X e Y de la fuerza electromagnética total \mathbf{F}^t , calculada como se explica en la Fig. 13.1 y la Ec. 12.1, debido al nanojet enfocado por el cilindro de *SiO₂ – glass*, que actúan sobre el cilindro de *Ag* de radio $r = 30\text{nm}$ a medida que éste se desplaza lateralmente hacia la derecha desde el punto de máxima intensidad del nanojet (este punto se encuentra en el eje de simetría vertical a 200nm de la superficie posterior del cilindro de *SiO₂ – glass*). No hay rendija. (b) Lo mismo cuando el cilindro de *Ag* se desplaza verticalmente hacia arriba desde el punto de máxima intensidad del nanojet. En ambas figuras, las curvas negra con cuadrados y verde con triángulos hacia arriba representan \mathbf{F}_x^t , cuando el cilindro de *Ag* no es resonante ($\lambda = 500,0\text{nm}$) y cuando lo es ($\lambda = 339,7\text{nm}$), respectivamente. Las líneas roja con círculos y azul con triángulos hacia abajo representan \mathbf{F}_y^t en el mismo orden y para los mismos casos anteriores.

Con este fin, se estudia la excitación de un autoestado LSP $TM_{1,1}$ en el cilindro de *Ag* por medio de un nanojet enfocado sobre ésta. La Fig. 13.9(a) muestra el comportamiento que presentan las componentes X e Y de la fuerza ejercida sobre esta partícula metálica a medida que se desplaza ésta progresivamente hacia la derecha en ausencia de la rendija. Esta fuerza se debe únicamente al campo del nanojet “scattereado” por la partícula de *Ag*. Cuando la partícula no es resonante, las fuerzas a lo largo de las direcciones X e Y son muy débiles, del orden de 10^{-2}fN/nm and 10^{-1}fN/nm para la fuerza horizontal (curva negra con cuadrados) y para la fuerza vertical (curva roja con círculos), respectivamente. En resonancia la fuerza horizontal es aún muy débil (curva verde con triángulos), pero la componente vertical es atractiva y de valor elevado (curva azul con triángulos). Por otro lado, conforme el cilindro de *Ag* se desplaza hacia arriba siguiendo el eje del nanojet, como muestra la Fig. 13.9(b), no aparece fuerza transversal alguna (curvas negra con cuadrados y verde con triángulos hacia arriba, respectivamente) como debe ser por simetría de campo, pero surgen diferencias en la fuerza vertical que dependen de la

ausencia o la presencia de la resonancia de un LSP. Esta fuerza vertical es muy pequeña en ausencia de la excitación del LSP: alrededor de $10^{-1} fN/nm$ (curva roja con círculos), mientras que se vuelve atractiva y oscilante con la distancia, y de orden $10^3 fN/nm$ cuando se excita la resonancia del LSP en el cilindro de *Ag* (curva azul con triángulos). Esta oscilación se debe al patrón de interferencia entre el nanojet que incide sobre la partícula metálica y el campo que este último “scatterea” en retroceso.

Nótese la remarcable naturaleza de empuje que presenta esta fuerza vertical, la cual convierte al cilindro *SiO₂–glass* en un atractor fotónico [353–355] para ciertas partículas plasmónicas pequeñas. Esto contrasta con la \mathbf{F}_y^t repulsiva sobre una partícula de *Ag* en resonancia que se obtiene en [271]. Sin embargo, si se duplica su radio a $60nm$, entonces esta fuerza se vuelve repulsiva debido a su gran sección eficaz de “scattering” (no se muestra esto por brevedad).

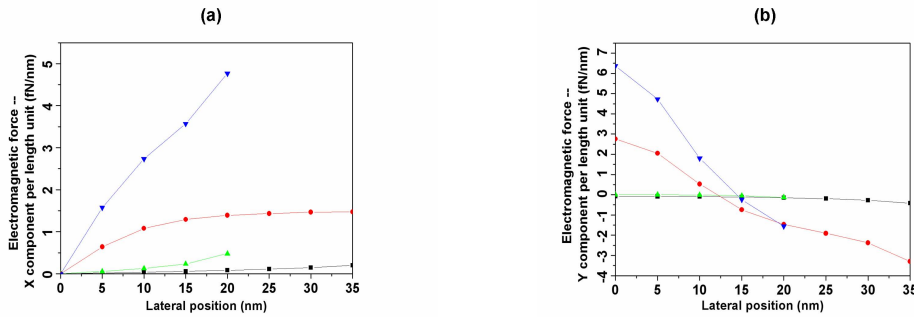


FIGURA 13.10: (a) Componente \mathbf{F}_x^t de la fuerza electromagnética total ejercida sobre el cilindro de *Ag* de radio $r = 30nm$, calculada como se explica en la Fig. 13.1 y la Ec. 12.1. La rendija está practicada en una lámina de *Al*, siendo iluminada por el nanojet que surge de la superficie posterior del cilindro de *SiO₂–glass* situado debajo. Le cilindro de *Ag* es tangente al plano de salida de la rendija, y se desplaza lateralmente hacia la derecha desde el eje de la abertura. (b) Componente \mathbf{F}_y^t de la fuerza óptica cuando el cilindro de *Ag* se desplaza como en (a). En ambas gráficas, las curvas negra con cuadrados y roja con círculos representan los casos en los cuales el cilindro de *Ag*, tangente a la línea de salida de la abertura no es resonante ($\lambda = 500,0nm$) y sí lo es ($\lambda = 339,7nm$), respectivamente. Las curvas verde con triángulos hacia arriba y azul con triángulos hacia abajo representan, en el mismo orden anterior, los mismos casos cuando el cilindro de *Ag* se encuentra a la salida de la rendija, a $20nm$ de profundidad.

Finalmente, se analiza la presencia de la rendija iluminada por el nanojet en lo concerniente a las fuerzas ópticas que actúan sobre el cilindro de *Ag*. Una vez más, la excitación de una resonancia LSP afecta en gran medida a estas fuerzas, pero debido a la iluminación P-polarizada, tiene consecuencias opuestas a las mostradas para la excitación de WGMs en una partícula dieléctrica (consúltense las Figs. 13.10(a) y 13.10(b) correspondientes a las componentes X e Y de esta fuerza óptica, respectivamente). Las curvas negra con cuadrados y roja con círculos en la Fig. 13.10(a) representan los casos de ausencia y presencia de la resonancia LSP en el cilindro de *Ag*, respectivamente. Muestran que la resonancia plasmónica realza la fuerza lateral, la cual atrae progresivamente la

partícula hacia las esquinas a medida que se les aproxima ésta en su desplazamiento. La fuerza vertical, ilustrada en la Fig. 13.10(b) con el mismo código de colores, se comporta de una manera más compleja. Aunque ésta es ligeramente atractiva cuando el cilindro de *Ag* no es resonante (valores del orden de $10^{-1} fN/nm$), en presencia de la resonancia esta fuerza vertical es, sin embargo, repulsiva en la región central a la salida de la lámina, volviéndose atractiva cerca de sus esquinas (curva roja con círculos). Estas tendencias pueden incrementarse al colocar a más profundidad el cilindro de *Ag* a la salida de la rendija, como señalan, en las Figs. 13.10(a) y 13.10(b), las curvas verde con triángulos hacia arriba y azul con triángulos hacia abajo (valores del orden de $10^{-1} fN/nm$ para la curva verde de triángulos hacia arriba (cilindro no resonante) en la Fig. 13.10(b)).

En cualquier caso, las fuerzas inducidas por el nanojet sobre la partícula de *Ag* a través de la rendija son alrededor de 10 veces mayores que las correspondientes al caso de iluminación directa de la rendija mediante un haz gaussiano, sin nanojet (compárense las anteriores Figs. 13.10(a) y 13.10(b) con las Figs. 12.11(a) y 12.11(b)).

13.4. Discusión y conclusiones

En este capítulo se ha presentado un estudio de las fuerzas fotónicas ejercidas sobre nanopartículas próximas a una rendija sub- λ iluminada por un nanojet. Se ha comparado la fuerza sobre las partículas, estando éstas en o fuera de sus resonancias morfológicas. Se ha desarrollado el estudio en 2D, de manera que estos objetos son cilindros y se excitan los modos de transmisión de la rendija mediante iluminación P-polarizada. Sin embargo, estos resultados deben mantenerse para el caso de esferas 3D, efectos de polarización aparte.

Se ha probado que si bien la resonancia morfológica de la rendija, causante de supertransmisión, refuerza los campos que circundan los cilindros de prueba, realzando así mismo las fuerzas ópticas ejercidas sobre éstos, la excitación de la resonancia en la partícula de prueba tiene un efecto distinto sobre estas fuerzas, de acuerdo a si el cilindro es dieléctrico o metálico.

La fuerza fotónica sobre la partícula de prueba depende del campo que la circunda. Por lo tanto, los WGMs excitados en nanocilindros dieléctricos bajo polarización P (la cual es aquélla en la cual puede haber supertransmisión e configuraciones 2D). no tiene gran efecto sobre la fuerza óptica. La magnitud de esta última disminuye debido a la distribución de baja intensidad en la región de campo cercano de esta partícula. Referente a esto, debe remarcarse que la fuerza electromagnética ejercida sobre cilindros

dieléctricos se realza, sin embargo, bajo iluminación S-polarizada [147]; en ese caso el WGM se extiende hacia el campo cercano exterior al cilindro.

Por otro lado, los LSPs excitados en nanocilindros metálicos dan lugar al refuerzo de la energía asociada al campo que se localiza sobre la superficie del cilindro. En contraste con la iluminación mediante un NJ, la presencia de una rendija sub- λ enriquece el efecto de las fuerzas electromagnéticas. Mientras que las pequeñas partículas metálicas iluminadas en resonancia por un nanojet sufren una fuerza vertical atractiva que hace al cilindro de *SiO₂ – glass* que enfoca el nanojet comportarse como un atractor fotónico, la presencia adicional de una abertura sub- λ puede cambiar el signo de esta fuerza, transformándola así en repulsiva, lo cual depende de la posición lateral del cilindro.

Para cualquier cilindro, dieléctrico o metálico, se observa que iluminar la rendija con un nanojet incrementa la magnitud de las fuerzas ópticas ejercidas sobre la partícula en un factor entre 3 y 10 al compararla con la iluminación de la rendija mediante un haz gaussiano. Por otro lado, la fuerza horizontal de gradiente inducida por un nanojet en una partícula dieléctrica es unos pocos órdenes de magnitud mayor que la correspondiente al haz gaussiano de una pinza óptica convencional.

Estos resultados deberían estimular experimentos con NJs sobre rendijas ya que éstos son resultado de enfoque mediante micropartículas, y su intensidad altamente localizada a escala sub- λ ofrece una técnica ideal para controlar espacialmente la acción mecánica sobre nanoobjetos.

Parte V

Apéndices

Apéndice A

Cálculos numéricos

En lo referente al diseño y análisis físico de todas las nanoestructuras fotónicas estudiadas en este trabajo, los códigos numéricos basados en las ecuaciones de Maxwell del electromagnetismo han sido la herramienta fundamental. En concreto, las razones para utilizar códigos numéricos comerciales como FEMLAB o RSoft son, (1) la versatilidad de estos algoritmos para tratar cualquier tipo de estructuras tanto 2D como 3D, (2) la rapidez de cálculo, el cual puede desarrollarse incluso en una única computadora, (3) la variedad de técnicas de evaluación de las configuraciones a analizar y de presentación de los resultados obtenidos, y (4) la manejabilidad de éstos últimos, en el sentido de poder manipular tanto las cantidades físicas facilitadas tras la ejecución del código como sus variables internas, para efectuar así cálculos más complejos. Las ecuaciones de Maxwell pueden resolverse numéricamente en los dominios temporal y de frecuencia, dependiendo del tipo de análisis a desarrollar. El método de dominio frecuencial, el cual asume que la dependencia temporal del campo electromagnético es armónica, juega un importante papel en el cálculo de autoestados y estructuras de bandas en configuraciones regulares de objetos tales como los cristales fotónicos (ver BandSolve de RSoft). Por otro lado, el método de dominio temporal, que resuelve directamente las ecuaciones de Maxwell dependientes del tiempo mediante discretización espacial, se enfoca en calcular problemas relacionados con la evolución de campos electromagnéticos y con sistemas de estructuras más complejas.

A.1. Análisis de régimen estacionario: Método de elementos finitos espacial (FEMLAB)

El método de elementos finitos (FEM, "Finite Elements Method") es una vieja técnica basada en la discretización ("mallado") espacial mediante áreas (o "mallas") estructuradas. Se ha usado en muchas disciplinas de física y, desde que se le implementaron variables y parámetros vectoriales, se convirtió en un método fundamental de cálculo en electrodinámica. Por esto y lo anterior, hemos utilizado en nuestro trabajo un código comercial como FEMLAB [68]. Un problema importante en todos estos métodos es el tamaño limitado de la ventana de cálculo. Todos los códigos comerciales contienen implementaciones razonables de condiciones de frontera absorbentes.

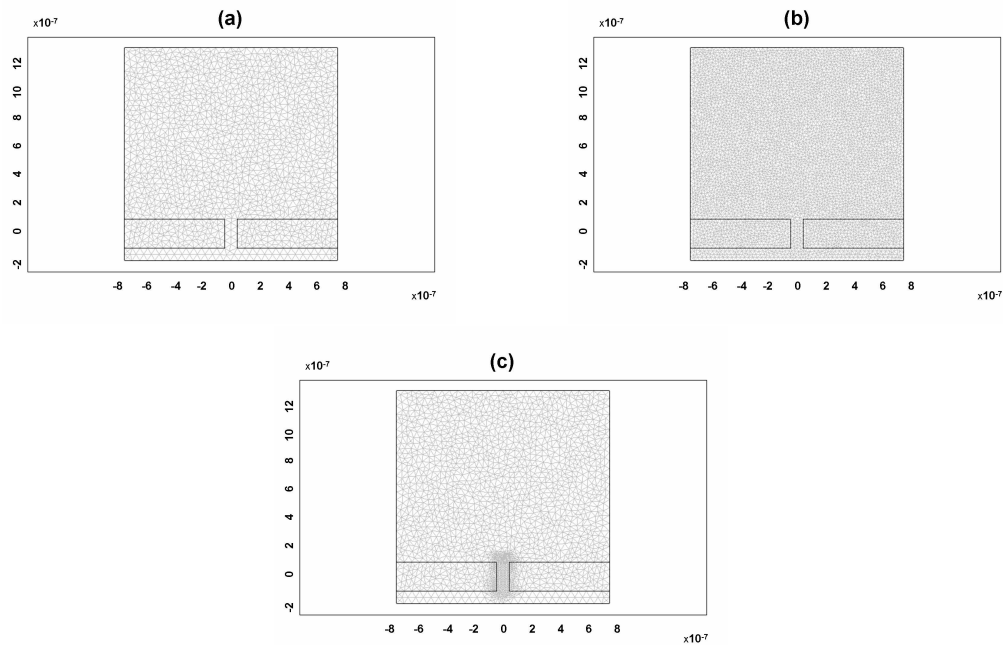


FIGURA A.1: Ejemplos de la discretización 2D, efectuada sobre una lámina con rendija en supertransmisión típica de este trabajo, mediante el algoritmo de mallado provisto por FEMLAB. (a) Discretización inicial. Refinamientos global (b) y local (c) de la discretización mostrada en (a).

Además de esto, el principal problema de FEM y otros métodos similares con mallas estructuradas es la generación de discretizaciones apropiadas. Los códigos modernos de FEM contienen algunos generadores de mallado automático o incluso adaptativo. La calidad de los resultados se ve fuertemente afectada por los generadores de discretización. En las Figs. A.1(a - b) se muestran dos mallados diferentes efectuados por FEMLAB. El mallado inicial no es lo suficientemente fino como para obtener resultados precisos. Sólo después del paso de refinamiento automático de mallado, la discretización es suficientemente fina pero el número de elementos es también muy elevado, lo cual afecta a la

cantidad de memoria requerida y al tiempo de computación. Se puede ver que el mallado se refina más o menos uniformemente y no sólo en aquellas zonas donde el campo es fuerte. Aun así, FEMLAB permite al usuario refinar el mallado localmente, tal como se ve en la Fig. A.1(c). Adicionalmente al generador de mallado, el orden de los elementos y el algoritmo matricial puede afectar seriamente a la precisión de los resultados. Por lo tanto, se requieren discretizaciones con muchas mallas ("finas") y el tiempo de computación se hace extremadamente largo.

Hay diferentes algoritmos de cálculo para abordar la resolución de la ecuación en derivadas parciales que describa el problema, lineales y no lineales, y dentro de éstos, directos o iterativos. Los directos son aconsejables para aplicaciones en 1D y 2D por su rapidez y confiabilidad, aunque para 3D son superiores los iterativos por sus menores requerimiento de memoria y tiempo de computación. Aunque el tratamiento de resultados ("post - procesado") es relativamente fácil en FEMLAB, pueden aparecer ciertas asimetrías en la distribución espacial de la cantidad física calculada en estructuras simétricas, lo cual evidencia la limitada precisión de los cálculos. Ésta depende fundamentalmente de la relación entre las dimensiones y la resolución de los objetos a analizar, las características del mallado utilizado, y la longitud de onda asignada al haz luminoso que interacciona con la estructura diseñada. Todos estos factores son potencialmente causa de dificultades cuando el usuario quiere trabajar con valores locales de la cantidad física calculada. Así, mediante el análisis de diferentes configuraciones, hemos utilizado tanto discretizaciones automáticas de FEMLAB como otras adecuadas al modelo en cuestión, con una razón de crecimiento y un factor de curvatura de mallado optimizados. Esta configuración se adapta a la geometría y optimiza la convergencia de la solución. El mallado final tiene aproximadamente 50.000 elementos y 20.000 nodos. Para linealizar y resolver la ecuación de Helmholtz elíptica, se han empleado los algoritmos lineales directos UMPACK y SPOOLES en coeficientes para problemas estacionarios en análisis armónico, el cual, después de discretizar el espacio de simulación y teniendo en cuenta sus condiciones de frontera, construye un sistema de ecuaciones lineales a partir de la ecuación en derivadas parciales que describe el problema para cada elemento de discretización. Dichos sistemas se relacionan entre sí, formando un sistema de sistemas de ecuaciones con sus correspondientes coeficientes (linealización en coeficientes), el cual se resuelve mediante eliminación gaussiana (método directo) buscando una solución independiente del tiempo. Como condiciones de frontera para la ventana de cálculo (fronteras externas) usamos "baja reflexión", $n\epsilon_0^{1/2}(\mathbf{n}\mathbf{x}\mathbf{E})_z - \mu_0^{1/2}H_z = -2\mu_0^{1/2}H_{0z}$ (pol - p) / $n\mu_0^{1/2}(\mathbf{n}\mathbf{x}\mathbf{H})_z - \epsilon_0^{1/2}E_z = -2\epsilon_0^{1/2}E_{0z}$ (pol s), para los contornos que rodeaban el vaco y "conductor eléctrico perfecto", $\mathbf{n}\mathbf{x}\mathbf{E} = \mathbf{0}$ (pol - p) / $E_z = 0$ (pol - s), en aquellas fronteras que truncaban áreas metálicas. Como valor inicial de campo electromagnético,

se tomaron valores nulos en todas las fronteras externas, salvo en la utilizada como fuente del haz luminoso, a la cual se le introdujo el perfil de campo correspondiente al haz a propagar. Al resto de fronteras, generadas por los objetos en el interior de la ventana de cálculo (fronteras internas), se les ha dado la condición de continuidad, $\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = \mathbf{0}$ (pol -p) / $\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = \mathbf{0}$ (pol - s). Además, comprobamos que con el método FEM utilizado se obtienen resultados similares al método de diferencias finitas en dominio temporal (FDTD, "Finite - differences time domain").

A.2. Análisis de régimen transitorio: Método de diferencias finitas en dominio temporal (FDTD)

En 1966, Yee propuso un método para resolver las ecuaciones de Maxwell dependientes del tiempo que utilizaba la técnica de diferencias finitas en dominio temporal (FDTD) [358]. En la técnica FDTD las ecuaciones de Maxwell dependientes del tiempo se resuelven propagando los campos electromagnéticos en el dominio temporal y modelando la interacción de los campos electromagnéticos con el medio. Desde su introducción, el algoritmo original se ha refinado y optimizado para problemas específicos, pero el concepto ha permanecido siendo esencialmente el mismo. El algoritmo de Yee resuelve simultáneamente, o mejor dicho, de forma escalonada, los campos eléctrico y magnético como funciones del tiempo y la posición usando las ecuaciones rotacionales acopladas de Maxwell, en vez de resolver los campos independientemente a partir de la ecuación de onda. 2 de las 6 ecuaciones son $dH_x/dt = -(1/\mu)(dE_y/dz - dE_z/dy)$, $dE_y/dt = -(1/\epsilon)(dH_x/dz - dH_z/dx)$, siendo las otras 4 las simétricas equivalentes de las anteriores (intercambiar cíclicamente los subíndices x, y, z y las derivadas).

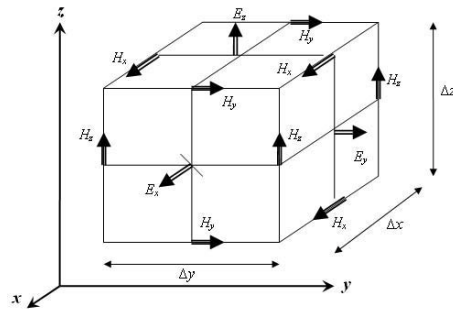


FIGURA A.2: Posición de las componentes de los vectores de los campos magnético \mathbf{H}_x , \mathbf{H}_y y \mathbf{H}_z y eléctrico \mathbf{E}_x , \mathbf{E}_y y \mathbf{E}_z en una celda de Yee ($\Delta x, \Delta y, \Delta z$).

En el algoritmo de Yee las componentes de los campos eléctrico \mathbf{E} y magnético \mathbf{H} en el espacio tridimensional se sitúan de forma que cada componente \mathbf{E} se encuentra rodeada por 4 componentes \mathbf{H} circulantes y cada componente \mathbf{H} se encuentra rodeada por

4 componentes E circulantes (ver fig. A.2). Así, los campos electromagnéticos se muestrean de una manera altamente eficiente. Las coordenadas de los campos se etiquetan de acuerdo a $(i, j, k) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z)$, donde Δx , Δy y Δz son el tamaño de malla para cada dimensión en esta red cúbica uniforme. Eligiendo este arreglo específico, la red espacial tridimensional es efectivamente una matriz de contornos interconectados que siguen las leyes de Faraday y de Ampère [275] bajo el método de diferencias centradas: El algoritmo de Yee es flexible, robusto, rápido, fácil de implementar y es ampliamente aceptado como una herramienta de cálculo de confianza en electromagnetismo computacional. A pesar del gran éxito de los algoritmos FDTD basados en el de Yee, una de sus limitaciones radica en que su estabilidad es condicional, dependiendo del tamaño de malla en la discretización espacial y el paso temporal [275, 359]. Para el algoritmo básico de Yee en 3D, el factor de Courant, definido como $S = c\Delta t/|\Delta \mathbf{r}|$, donde $|\Delta \mathbf{r}| = 1/\sqrt{(1/\Delta x)^2 + (1/\Delta y)^2 + (1/\Delta z)^2}$ y c denota la velocidad de la luz, debe ser menor que 1 para garantizar la estabilidad del algoritmo [275, 359]. Por lo tanto, un tamaño correcto de malla espacial Δr requiere un apropiado paso temporal Δt para mantener la precisión deseada. En lo que respecta al FDTD usado en este trabajo, se trata de un código comercial (FullWAVE de RSoft [227]), y la simulación se efectuó en cada caso hasta alcanzarse el estado estacionario, lo cual conllevaba tiempos $ct = 400\mu m$. Se utilizaron pasos temporales $\Delta t = ct/10^4$ con el espacio discretizado en celdas de área $32\Delta tx23,04\Delta t$. Se comprobó la estabilidad de la solución para diferentes tamaños de discretización. Se han impuesto condiciones de frontera absorbentes (PML, "Perfectly matched layer") en el contorno de la ventana de cálculo, para las cuales la conductividades eléctrica y magnética se introducen de tal manera que la impedancia de la onda se mantiene constante, absorbiendo la energía sin inducir reflexión alguna. Tales condiciones, así como el resto de las seleccionadas para la ventana de cálculo son similares a las utilizadas con la técnica de FEMLAB.

A.3. Análisis de la estructura de bandas (BandSolve). Método de expansión en ondas planas y FDTD

Hay diferentes aproximaciones computacionales para abordar el análisis de estructuras periódicas en 2D y 3D, de las cuales destacan fundamentalmente (1) el método de expansión en ondas planas (PWE, "Plane wave expansion"), de carácter analítico e independiente del tiempo, y (2) un método de naturaleza iterativa y dependiente del tiempo, como es el FDTD ya mencionado. Cada una de estas técnicas puede usarse en el análisis de bloques y fibras de cristal fotónico, estando el uso de uno u otro procedimiento de cálculo condicionado por las características de los materiales a utilizar en la estructura periódica.

El código comercial que hemos usado en este trabajo es BandSOLVE de RSoft [245], el cual, puede utilizarse para encontrar los modos independientes del tiempo de cualquier estructura fotónica con algún grado de periodicidad en la distribución espacial del índice de refracción, sin pérdidas. De hecho, incluso cuando se emplea en estructuras no periódicas, el cálculo se desarrolla mediante la introducción de periodicidad artificial.

Para calcular los modos de la estructura a analizar, resuelve el problema de valores propios que presenta la ecuación vectorial de Helmholtz $\mathbf{L}\mathbf{u}_k = (\omega/c)^2\mathbf{u}_k$, (donde \mathbf{L} es hermítico) obtenida a partir de las ecuaciones de Maxwell, para la frecuencia ω y la función modal de Bloch de la estructura u_k , y para cada valor requerido del vector de onda k . El método PWE hace uso de una expresión variacional de las ecuaciones de Maxwell. Por la hermiticidad del operador \mathbf{L} , se garantiza así que el funcional $E[u_k(x)] = \int d\mathbf{x}^3 u_k \cdot [L u_k] / \int d\mathbf{x}^3 \mathbf{u}_k \cdot \mathbf{u}_k$ sea real y positivo para cualquier elección de función de campo magnético u_k . Es más, puede mostrarse que la función que minimiza $E[u_k]$ es el vector propio de \mathbf{L} correspondiente a la mínima frecuencia ω_{min} . El siguiente modo más bajo es la función que minimiza $E[u_k]$ y es simultáneamente ortogonal al modo más bajo. Pueden encontrarse tantos modos (bandas) como se requiera mediante una sucesiva minimización de $E[u_k]$, y ortogonalización de cada modo frente a todos los demás previamente encontrados. Para implementar la minimización, se representa la función modal desconocida como una serie de Fourier en ondas planas pertenecientes a la red recíproca de la red: $u_k = \sum(\mathbf{G}, \sigma) c(\mathbf{G}, \sigma) \mathbf{e}(\mathbf{G}, \sigma) \exp(i\mathbf{G}\mathbf{x})$ donde la suma se efectúa sobre todos los vectores de red recíproca \mathbf{G} y estados de polarización σ , y los $\mathbf{e}(\mathbf{G}, \sigma)$ son los vectores unitarios de polarización. En la implementación numérica, se trunca la suma a una resolución razonable y el cálculo de $E[u_k]$ se convierte en un problema matricial resuelto usando técnicas iterativas.

Esta técnica es precisa, eficiente y rápida, aunque inestable al tratar estructuras de objetos fabricados a partir de materiales con pérdidas energéticas. Como ya se ha expuesto, el método PWE devuelve un número de autoestados en frecuencia para una constante de propagación determinada k . Para que el algoritmo de minimización tenga sentido, debe asumirse que la distribución del índice de refracción es idéntica a todas las frecuencias de los modos encontrados. Así, a esta técnica no le es posible tener en cuenta la dispersión del material. Aun así, ambas limitaciones pueden evitarse usando un algoritmo FDTD, más lento, para encontrar la estructura de bandas, el cual busca las resonancias del sistema en estudio directamente a través de los picos de la transformada de Fourier de su respuesta a impulsos de entrada de constantes de propagación k coincidentes con los de la red recíproca de la estructura. Con esta aproximación, sin embargo, es arduo distinguir entre modos degenerados y quasi-degenerados y, por tanto, el esquema FDTD tiende a perder algunos modos, particularmente en puntos de alta simetría. En cualquier

caso, ambos métodos pueden considerarse complementarios en los casos tratados a lo largo de este trabajo.

Apéndice B

Cálculo de fuerzas electromagnéticas sobre objetos con FEMLAB basado en el tensor de tensiones de Maxwell

Normalmente se trata un campo armónico temporal genérico como un campo complejo $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{V}_0(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)$ (\mathbf{V} podría ser \mathbf{E} o \mathbf{H}), donde ω y t son respectivamente la frecuencia de onda y el parámetro temporal. Además, $\mathbf{V}_0(\mathbf{r}) = \mathbf{V}_0^{\mathbf{R}}(\mathbf{r}) - i\mathbf{V}_0^{\mathbf{I}}(\mathbf{r}) = |\mathbf{V}_0(\mathbf{r})| \exp(-i\phi(\mathbf{r}))$ representa el valor del campo complejo, cuando $t = 0$, el cual puede presentar una fase $\phi \neq 0$. La parte real $|\mathbf{V}_0(\mathbf{r})| \cos(\phi(\mathbf{r}) - \omega t)$ de $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$, es la única cantidad observable, cuyo valor puede obtenerse de $\mathbf{V}_0(\mathbf{r})$ y $\mathbf{V}_0^*(\mathbf{r})$ por medio de $\mathbf{V}^{\mathbf{R}}(\mathbf{r}, t) = \Re\{\mathbf{V}_0(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)\} = 1/2[\mathbf{V}_0(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) + \mathbf{V}_0^*(\mathbf{r}) \exp(i\omega t)]$, lo cual es una ecuación muy útil para expresar cantidades promediadas en el tiempo a partir de sus valores complejos, (véanse las expresiones correspondientes para los campos magnéticos y eléctricos desarrolladas en [360]). En nuestros cálculos, necesitamos tanto los campos eléctrico $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ y magnético $\mathbf{H}_0(\mathbf{r})$ complejos como sus complejos conjugados $\mathbf{E}_0^*(\mathbf{r})$ y $\mathbf{H}_0^*(\mathbf{r})$ con objeto de calcular el valor promediado en el tiempo de la fuerza electromagnética ejercida sobre una partícula como se muestra en la Eq. (1). FEMLAB, incluso aunque sólo dibuja valores reales, permite trabajar con los valores complejos de estos campos como variables internas, de tal manera que se puede aislar una variable compleja $\mathbf{A}_0(\mathbf{r})$ mediante el uso de $[\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)]_{(t=0)}$ tal como se explica en la sección “THE PHASOR VARIABLE” en FEMLAB Documentation/User’s Guide/Modeling Physics and Equations/Variables and Expresions/Special variables, manual de la versión FEMLAB 3.0a.

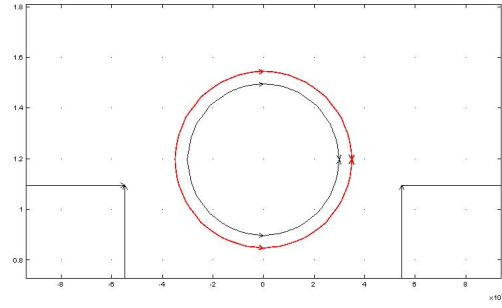


FIGURA B.1: Ilustración esquemática de la geometría utilizada en los cálculos de la fuerza cuando se coloca un cilindro de radio r cerca de la rendija. Las componentes de la fuerza electromagnética local, $\langle \mathbf{F}_x^l \rangle$ y $\langle \mathbf{F}_y^l \rangle$, se evalúan a lo largo del círculo exterior de radio r_e (curva roja). En nuestros cálculos $r_e = 210nm$ y $r_e = 35nm$ cuando $r = 200nm$ (cilindro dieléctrico) y $r = 30nm$ (cilindro metálico), respectivamente. La integración de estas fuerzas locales sobre los cuatro segmentos en los cuales se divide el círculo exterior, proporciona las componentes cartesianas de la fuerza electromagnética total ($\langle \mathbf{F}_x^T \rangle$ y $\langle \mathbf{F}_y^T \rangle$).

Todas las partículas estudiadas en este trabajo son 2D (cilindros infinitos), por lo cual la integración del promedio temporal de fuerzas locales, previamente descompuestas en sus componentes a lo largo de los ejes X e Y, $F_x^{em,l}$ y $F_y^{em,l}$, se efectúa en una circunferencia que rodea la sección transversal del cilindro, como se puede ver en la Fig. B.1. Así, mediante una integración de línea, se obtiene una fuerza por unidad de longitud axial.

Primero, se genera una superficie de integración que contenga la partícula, tan ajustada a ella como los cálculos de campo permitan y manteniendo la simetría de la configuración para facilitarlos. Como se puede comprobar a partir de la Ec. 12.1, es importante definir correctamente la normal a la curva de integración, hacia el exterior. Una vez conocidos los valores de los campos y sus complejos conjugados, con vistas a efectuar los cálculos correctamente, \mathbf{n} se debe descomponer en sus componentes \mathbf{n}_x y \mathbf{n}_y , teniendo en cuenta que FEMLAB divide la circunferencia en cuatro segmentos curvos, equivalentes a curvas de Bézier, como muestra la Fig. B.1. Se denota mediante flechas la dirección de parametrización para cada curva, es decir, la dirección en la cual la variable de parametrización s toma valores desde 0 hasta 1.

El sentido que FEMLAB asigna a \mathbf{n} es siempre el que apunta hacia la izquierda relativo a la dirección de parametrización del segmento. Por lo tanto, la orientación de la normal relativa al área encerrada, la cual FEMLAB define inicialmente para cada segmento, depende de sobre cual de ellos estamos considerando la integración expresada en la Ec. 12.1. FEMLAB ofrece dos variables adicionales, llamadas n_d y n_u (representando los subíndices **d** y **u** abajo y arriba), las cuales mantienen e invierten, respectivamente, el sentido de la normal. Esto se explica al detalle en las secciones “Normal Variables” y

“Direction of the Normal Component on Interior Boundaries” en FEMLAB Documentation/User’s Guide/Modeling Physics and Equations/Variables and Expresions/Geometric Variables/TANGENT AND NORMAL VARIABLES, en el manual de la versión FEMLAB 3.0a. Concretamente, para los segmentos superiores, el vector normal que utiliza FEMLAB apunta hacia el exterior de la curva cerrada (se deben usar \mathbf{n} o \mathbf{n}^d), mientras que para los inferiores, apunta hacia el interior. Así, cuando se evalúa la Ec. 12.1 sobre estos últimos, se debe cambiar el sentido de esta \mathbf{n} (debe usarse $-\mathbf{n}$ o \mathbf{n}^u), en aras de significado físico.

Para ilustrar esto, se facilitan las expresiones a evaluar (el integrando en la Ec. 12.1) sobre los segmentos de la línea imaginaria exterior a la partícula 2D (verifíquese con la curva roja en la Fig. B.1). Para calcular las componentes de la fuerza electromagnética local promediada en el tiempo $\langle \mathbf{F}_x^l \rangle$ y $\langle \mathbf{F}_y^l \rangle$ por unidad de longitud axial, en polarización P, sólo se necesitan las cantidades de los campos $\mathbf{E}_x(x, y, t = 0)$, $\mathbf{E}_y(x, y, t = 0)$, $|\mathbf{E}(x, y)|$ y $|\mathbf{H}(x, y)|$. Entonces el cálculo computacional del integrando mostrado en la Ec. 12.1 se expresa:

$$\begin{aligned}
 \langle \mathbf{F}_x^l \rangle (E) &= 0,5 \text{Re}[\epsilon_r \epsilon_0 (\mathbf{E}_x \cdot \mathbf{n}_x^{d,u} + \mathbf{E}_y \cdot \mathbf{n}_y^{d,u}) \text{Conj}[\mathbf{E}_x] - 0,5 \epsilon_r \epsilon_0 |\mathbf{E}|^2 \mathbf{n}_x^{d,u}], \\
 \langle \mathbf{F}_x^l \rangle (H) &= 0,5 \text{Re}[-0,5 \mu_r \mu_0 |\mathbf{H}|^2 \mathbf{n}_x^{d,u}], \\
 \langle \mathbf{F}_x^l \rangle &= \langle \mathbf{F}_x^l \rangle (E) + \langle \mathbf{F}_x^l \rangle (H). \\
 \langle \mathbf{F}_y^l \rangle (E) &= 0,5 \text{Re}[\epsilon_r \epsilon_0 (\mathbf{E}_x \cdot \mathbf{n}_x^{d,u} + \mathbf{E}_y \cdot \mathbf{n}_y^{d,u}) \text{Conj}[\mathbf{E}_y] - 0,5 \epsilon_r \epsilon_0 |\mathbf{E}|^2 \mathbf{n}_y^{d,u}], \\
 \langle \mathbf{F}_y^l \rangle (H) &= 0,5 \text{Re}[-0,5 \mu_r \mu_0 |\mathbf{H}|^2 \mathbf{n}_y^{d,u}], \\
 \langle \mathbf{F}_y^l \rangle &= \langle \mathbf{F}_y^l \rangle (E) + \langle \mathbf{F}_y^l \rangle (H).
 \end{aligned}
 \tag{B.1}$$

Nótese que como $\mathbf{H} \cdot \mathbf{n} = 0$, el tercer término de Ec. 12.1 no contribuye a la Ec. B.1. El superíndice l denota localidad y los subíndices x, y representan las componentes cartesianas. Los superíndices d y u significan que elegimos n^d o n^u dependiendo de si integramos sobre los segmentos superiores o inferiores, respectivamente.

La equivalencia entre las cantidades físicas y los parámetros de FEMLAB se muestran en la Tab. B.1, donde *real()* y *conj()* son comandos FEMLAB para extraer la parte real y el conjugado de cualquier expresión compleja. Los nombres de las variables FEMLAB para $\langle \mathbf{F}_x^l \rangle (E)$, $\langle \mathbf{F}_x^l \rangle (H)$, $\langle \mathbf{F}_x^l \rangle$, $\langle \mathbf{F}_y^l \rangle (E)$, $\langle \mathbf{F}_y^l \rangle (H)$ and $\langle \mathbf{F}_y^l \rangle$ son impuestas por el usuario.

Las cantidades de la Ec. B.1 se insertan como funciones diseñadas por el usuario en la ventana “Boundary Expressions...” de la etiqueta Options/Expressions/ en la Barra de

CUADRO B.1: Operadores y variable físicas necesarias para calcular las fuerzas locales y su equivalencia en el lenguaje de FEMLAB.

Significado físico	Notación de variables en FEMLAB
$\text{Re}[]$	real()
$\text{Conj}[]$	conj()
ϵ_r	epsilonnr_wh
ϵ_0	epsilon0_wh
μ_r	mur_wh
μ_0	mu0_wh
$\mathbf{E}_x(x, y, t = 0)$	Ex_wh
$\mathbf{E}_y(x, y, t = 0)$	Ey_wh
$ \mathbf{E}(x, y) $	normE_wh
$ \mathbf{H}(x, y) $	normH_wh
$\mathbf{n}_x^d(x, y), \mathbf{n}_x^{\text{out}}(x, y)$	dnx (para los segmentos superiores)
$\mathbf{n}_y^d(x, y), \mathbf{n}_y^{\text{out}}(x, y)$	dny (para los segmentos superiores)
$\mathbf{n}_x^u(x, y), \mathbf{n}_x^{\text{out}}(x, y)$	unx (para los segmentos inferiores)
$\mathbf{n}_y^u(x, y), \mathbf{n}_y^{\text{out}}(x, y)$	uny (para los segmentos inferiores)
$\langle \mathbf{F}_x^l \rangle(E)$	Fxav_tE_polp
$\langle \mathbf{F}_x^l \rangle(H)$	Fxav_tH_polp
$\langle \mathbf{F}_x^l \rangle = \langle \mathbf{F}_x^l \rangle(E) + \langle \mathbf{F}_x^l \rangle(H)$	Fxav_polp
$\langle \mathbf{F}_y^l \rangle(E)$	Fyav_tE_polp
$\langle \mathbf{F}_y^l \rangle(H)$	Fyav_tH_polp
$\langle \mathbf{F}_y^l \rangle = \langle \mathbf{F}_y^l \rangle(E) + \langle \mathbf{F}_y^l \rangle(H)$	Fyav_polp

Herramientas antes de que FEMLAB desarrolle sus cálculos de campo. Entonces, una vez que FEMLAB ha hecho su tarea, se efectúa la integración de las expresiones de la Ec. B.1 para calcular la Ec. 12.1 mediante la activación de los segmentos lineales cerrados que rodean la partícula, (como en la curva roja de la Fig. B.1), en la ventana “Boundary Integration” de la etiqueta Postprocessing/ en la Barra de Herramientas, introduciendo en ésta el nombre de la variable correspondiente, bien $\langle \mathbf{F}_x^l \rangle$, bien $\langle \mathbf{F}_y^l \rangle$, y seleccionando seguidamente la solución a ángulo 0. Esto último se hace para calcular primero estas cantidades con los campos complejos a un valor del fasor temporal $\omega t = 0$. Para terminar, se integran éstas sobre los segmentos correspondientes. Sólo después de esto, se han calculado finalmente, las componentes X e Y de la fuerza electromagnética total promediada en el tiempo $\langle \mathbf{F}_x^T \rangle$ o $\langle \mathbf{F}_y^T \rangle$ por unidad de longitud axial. Puede incluso obtenerse una distribución gráfica de las fuerzas locales a lo largo de la línea de integración mediante la introducción de nombres dados por el usuario a $\langle \mathbf{F}_x^l \rangle$ y $\langle \mathbf{F}_y^l \rangle$ en la ventana “Plot Parameters...” de la etiqueta Postprocessing/ en la Barra de Herramientas, como “Arrow Plot in Boundaries”.

Apéndice C

Resumen de la teoría de Mie: Ecuaciones básicas en 2D

El cilindro infinito, iluminado perpendicularmente al eje, es el caso representativo de la mayoría de los cálculos efectuados para desarrollar los análisis presentados en este trabajo, siendo además un modelo muy usado para ilustrar las propiedades de “scattering” de partículas en 2D [133–135]. Ya que el método seguido en este trabajo para localizar resonancias de Mie, se basa en integraciones de campo concentrado (WGMs) y dispersado (LSPs) por cilindros dieléctricos y metálicos, respectivamente, facilitamos un desarrollo teórico (consúltese un desarrollo exhaustivo en [129]) que relaciona la excitación de resonancias morfológicas con la sección eficaz de “scattering”, validando así la manera de localizar resonancias en este estudio.

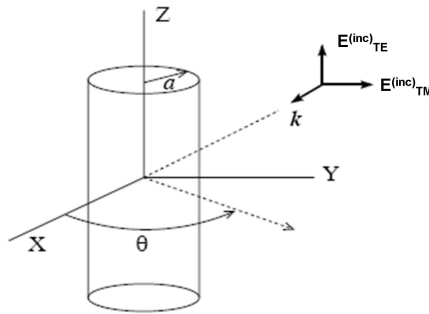


FIGURA C.1: Geometría del cilindro infinito de radio a iluminado por una onda plana que se propaga en la dirección $+x$. TM y TE son las polarizaciones que se indican como P y S en todo el trabajo.

La geometría de “scattering” se muestra en la Fig. C.1. En ella, una onda plana incidente se propaga en la dirección X positiva. Si el campo eléctrico está polarizado paralelo al eje del cilindro, es decir, transversal al plano XY de simulación (es el caso de polarización TE , también conocida como polarización S). Si el campo eléctrico está polarizado

perpendicular al eje del cilindro, (el caso de polarización TM, también conocida como polarización P), siendo el campo magnético transversal al plano anterior. θ , r y a representan las variables angular azimutal y radial en el sistema de coordenadas cilíndrico, y el radio del cilindro, respectivamente.

C.1. Solución a partir de separación de variables

El primer paso en la resolución por separación de variables, es la expansión del campo eléctrico y magnético en términos de las funciones cilíndricas circulares de Bessel.

Para una onda con constante de propagación $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$ (con λ la longitud de onda incidente) en polarización TE (S) y con dependencia temporal de la forma $e^{-i\omega t}$, el campo eléctrico $\mathbf{E}(k_0\mathbf{r})$ (\mathbf{r} es la variable espacial) que interacciona con una partícula de índice de refracción N en vacío puede descomponerse en campo incidente, interno y dispersado como [140]:

$$\mathbf{E}^{(\text{inc})}(k_0\mathbf{r}) = E_0 \sum_{l=-\infty}^{l=\infty} i^l J_l(k_0 r) e^{il\theta} \mathbf{u}_z, \quad (\text{C.1})$$

$$\mathbf{E}^{(\text{int})}(Nk_0\mathbf{r}) = E_0 \sum_{l=-\infty}^{l=\infty} i^l d_l J_l(Nk_0 r) e^{il\theta} \mathbf{u}_z, \quad (\text{C.2})$$

$$\mathbf{E}^{(\text{sca})}(k_0\mathbf{r}) = -E_0 \sum_{l=-\infty}^{l=\infty} i^l b_l H_l^{(1)}(k_0 r) e^{il\theta} \mathbf{u}_z, \quad (\text{C.3})$$

donde J_l y $H_l^{(1)}$ son las funciones de Bessel y Hankel de primera clase y $H_l^{(1)}$, respectivamente.

Los coeficientes de los campos interno y dispersado de la expansión, d_l y b_l , son los coeficientes internos y dispersados de la expansión, los cuales, aplicando las ecuaciones de Maxwell para encontrar las componentes radiales y azimutales del campo magnético y aplicando las condiciones de contorno para los campos tangenciales en la superficie del cilindro, quedan:

$$b_l = \frac{N J'_l(Nx) J_l(x) - J_l(Nx) J'_l(x)}{N J'_l(Nx) H_l^{(1)}(x) - J_l(Nx) H_l'^{(1)}(x)}, \quad (\text{C.4})$$

$$d_l = \frac{1}{J_l(Nx)} \left[J_l(x) - b_l H_l^{(1)}(x) \right], \quad (\text{C.5})$$

donde $x = k_0 a$ y las derivadas se efectúan con respecto al argumento.

Para polarización $TM(P)$, ahora el vector magnético sólo presenta componente axial para los campos incidente, interno y externo, y puede expresarse [140] como en las ecuaciones C.1, C.2, C.3, usando ahora H_z , H_0 , a_l y c_l en vez de E_z , E_0 , b_l y d_l , respectivamente. Siguiendo el proceso anterior pero correspondiente a esta polarización (ahora es el campo eléctrico el que posee componentes radiales y azimutales), se obtienen los siguientes coeficientes dispersados e internos:

$$a_l = \frac{J'_l(Nx) J_l(x) - N J_l(Nx) J'_l(x)}{J'_l(Nx) H_l^{(1)}(x) - N J_l(Nx) H_l'^{(1)}(x)}, \quad (\text{C.6})$$

$$c_l = \frac{1}{J_l(Nx)} \left[J_l(x) - a_l H_l^{(1)}(x) \right], \quad (\text{C.7})$$

donde $x = k_0 a$ y la prima tienen el significado anterior.

Según la aproximación de partícula pequeña ($k_0 a \ll 1$) de Rayleigh, los campos anteriores quedan, en polarización S:

$$\mathbf{E}^{(\text{inc})} = E_0 \mathbf{u}_z, \quad (\text{C.8})$$

$$\mathbf{E}^{(\text{sca})} = 0, \quad (\text{C.9})$$

$$\mathbf{E}^{(\text{int})} = E_0 \mathbf{u}_z, \quad (\text{C.10})$$

y para polarización P son:

$$\mathbf{E}^{(\text{inc})} = E_0 \mathbf{u}_y = E_0 (\sin \theta \mathbf{u}_r + \cos \theta \mathbf{u}_\theta), \quad (\text{C.11})$$

$$\mathbf{E}^{(\text{sca})} = E_0 \frac{N^2 - 1}{N^2 + 1} \left(\frac{a}{r} \right)^2 (\sin \theta \mathbf{u}_r - \cos \theta \mathbf{u}_\theta), \quad (\text{C.12})$$

$$\mathbf{E}^{(\text{int})} = E_0 \frac{2}{N^2 + 1} \mathbf{u}_y = E_0 \frac{2}{N^2 + 1} (\sin \theta \mathbf{u}_r + \cos \theta \mathbf{u}_\theta). \quad (\text{C.13})$$

Como se puede apreciar en las Ecs. C.10 y C.13, los campos en el interior son paralelos al incidente y constantes. En el modo TE además, el campo dispersado es 0.

C.2. Intensidad esparcida y secciones eficaces

La intensidad dispersada (en el límite $k_0 r = \infty$), viene dada por [134]:

$$I(\theta, x, N) = \frac{2}{\pi k_0 r} |T(\theta)|^2 = \frac{2}{\pi k_0 r} \left| b_0 + 2 \sum_{l=1}^{l=\infty} b_l \cos l\theta \right|^2 I_0, \quad (\text{C.14})$$

donde I_0 es la intensidad incidente. Las eficiencias de extinción y “scattering” vienen dadas por:

$$Q_{ext} = \frac{2}{x} \Re \left\{ b_0 + 2 \sum_{l=1}^{l=\infty} b_l \right\}, \quad (\text{C.15})$$

$$Q_{sca} = \frac{2}{x} \left[|b_0|^2 + 2 \sum_{l=1}^{l=\infty} |b_l|^2 \right]. \quad (\text{C.16})$$

La eficiencia de absorción viene dada por $Q_{abs} = Q_{ext} - Q_{sca}$, y la eficiencia de presión de radiación por $Q_{pr} = Q_{ext} - \overline{\cos \theta \cdot Q_{sca}}$, donde

$$\overline{\cos \theta \cdot Q_{sca}} = \frac{1}{\pi x} \int_0^{2\pi} d\theta |T(\theta)|^2 \cos \theta = \frac{4}{x} \sum_{l=0}^{l=\infty} \Re \{ b_l^* b_{l+1} \}. \quad (\text{C.17})$$

Las cantidades dadas en las Ecs. C.15, C.16, C.17 son para polarización *TE*. Las correspondientes a la polarización *TM* se obtienen reemplazando el coeficiente b_l por el a_l . Las sumas desde $-\infty$ a $+\infty$ han sido sustituidas por sumas desde 0 a $+\infty$ usando la propiedad $b_{-l} = b_l$.

En la aproximación de partícula pequeña, $k_0 a \ll 1$ según Rayleigh, [361], el promedio angular de las intensidades interior y exterior a un cilindro son independientes de la polarización y quedan:

$$I^{(int)} = \left| \frac{2E_0}{N^2 + 1} \right|^2, \quad (C.18)$$

$$I^{(ext)} = \frac{1}{2} |E_0|^2 \left[\left| \frac{N^2 - 1}{N^2 + 1} \left(\frac{a}{r} \right)^2 + 1 \right|^2 + \left| \frac{N^2 - 1}{N^2 + 1} \left(\frac{a}{r} \right)^2 + 1 \right|^2 \right]. \quad (C.19)$$

Las eficiencias de extinción y “scattering” para el modo *TE* y $|E_0| = 1$ son:

$$Q_{(ext)} = \frac{\pi x}{2} \Im \{ N^2 - 1 \}, \quad (C.20)$$

$$Q_{(sca)} = \frac{\pi^2}{8} x^3 |N^2 - 1|^2. \quad (C.21)$$

Las expresiones para polarización *TM* y $|E_0| = 1$ son:

$$Q_{(ext)} = \pi x \Im \left\{ \frac{N^2 - 1}{N^2 + 1} \right\}, \quad (C.22)$$

$$Q_{(sca)} = \frac{\pi^2}{4} x^3 \left| \frac{N^2 - 1}{N^2 + 1} \right|^2. \quad (C.23)$$

Bibliografía

- [1] V. G. Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneous negative values of ϵ and μ . *Sov. Phys. Usp.*, **10**(509), 1968.
- [2] C. Caloz and T. Itoh. *Electromagnetic Metamaterials: Transmission Line Theory and Microwave Applications*. John Wiley and Sons, Inc, 1st edition, 2006.
- [3] L. Brillouin. *Wave Propagation and Group Velocity*. Academic Press, Oxford, 1st edition, 1960.
- [4] L. D. Landau and E. M. Lifshitz. *Electrodynamics of Continuous Media*. Pergamon, Oxford, 1st edition, 1975.
- [5] J. B. Pendry. Beyond metamaterials. *Nature Mater.*, **5**:763–764, 2006.
- [6] J. B. Pendry. Negative refraction makes a perfect lens. *Phys. Rev. Lett.*, **85**:3966–3969, 2000.
- [7] N. Fang, H. Lee, C. Sun, and X. Zhang. Subdiffraction-limited optical imaging with a silver superlens. *Science*, **308**:534–537, 2005.
- [8] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith. Controlling electromagnetic fields. *Science*, **312**:1780–1782, 2006.
- [9] D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, S. A. Cummer, J. B. Pendry, A. F. Starr, and D. R. Smith. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies. *Science*, **314**:977–980, 2006.
- [10] W. Cai, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, and V. M. Shalaev. Optical cloaking with metamaterials. *Nat. Photonics*, **1**:224–227, 2007.
- [11] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz. Experimental verification of a negative index of refraction. *Science*, **292**:77–79, 2001.
- [12] A. A. Houck, J. B. Brock, and I. L. Chuang. Experimental observations of a left-handed material that obeys Snell’s law. *Phys. Rev. Lett.*, **90**:137401, 2003.

- [13] M. C. K. Wiltshire, J. B. Pendry, I. R. Young, D. J. Larkman, D. J. Gilderdale, and J. V. Hajnal. Microstructured magnetic materials for RF flux guides in magnetic resonance imaging. *Science*, **291**:849–851, 2001.
- [14] F. L. Zhang, D. P. Gaillot, C. Croënne, E. Lheurette, X. Mélique, and D. Lippens. Low-loss left-handed metamaterials at millimeter waves. *Appl. Phys. Lett.*, **93**:083104, 2008.
- [15] G. Dolling, C. Enkrich, M. Wegener, C. M. Soukoulis, and S. Linden. Simultaneous negative phase and group velocity of light in a metamaterial. *Science*, **312**:892–894, 2006.
- [16] S. Linden, C. Enkrich, M. Wegener, J. Zhou, T. Koschny, and C. M. Soukoulis. Magnetic response of metamaterials at 100 Terahertz. *Science*, **306**:1351–1353, 2004.
- [17] H. Liu, X. Zhao, Y. Yang, Q. Li, and J. Lv. Fabrication of infrared left-handed metamaterials via double template-assisted electrochemical deposition. *Adv. Mater.*, **20**:2050–2054, 2008.
- [18] G. Dolling, M. Wegener, C. M. Soukoulis, and S. Linden. Negative-index metamaterial at 780nm wavelength. *Opt. Lett.*, **32**:53–55, 2007.
- [19] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, **47**:2075–2084, 1999.
- [20] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys. Rev. Lett.*, **84**:4184–4187, 2000.
- [21] J. Huangfu, L. Ran, H. Chen, X. M. Zhang, K. Chen, T. M. Grzegorzczuk, and J. A. Kong. Experimental confirmation of negative refractive index of a metamaterial composed of O-like metallic patterns. *Appl. Phys. Lett.*, **84**:1537–1539, 2004.
- [22] F. L. Zhang, S. Potet, J. Carbonell, E. Lheurette, O. Vanbesien, Z. Xiaopeng, and D. Lippens. Negative-zero-positive refractive index in a prism-like omega-type metamaterial. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, **56**:2566–2573, 2008.
- [23] C. Enkrich, M. Wegener, S. Linden, S. Burger, L. Zschiedrich, F. Schmidt, J. F. Zhou, Th. Koschny, and C. M. Soukoulis. Magnetic metamaterials at telecommunication and visible frequencies. *Phys. Rev. Lett.*, **95**:203901, 2005.

- [24] S. Zhang, W. Fan, B. K. Minhas, A. Frauenglass, K. J. Malloy, and S. R. J. Brueck. Midinfrared resonant magnetic nanostructures exhibiting a negative permeability. *Phys. Rev. Lett.*, **94**:037402, 2005.
- [25] V. M. Shalaev, W. Cai, U. K. Chettiar, H. K. Yuan, A. K. Sarychev, V. P. Drachev, and A. V. Kildishev. Negative index of refraction in optical metamaterials. *Opt. Lett.*, **30**:3356–3358, 2005.
- [26] X. Zhou and X. P. Zhao. Resonant condition of unitary dendritic structure with overlapping negative permittivity and permeability. *Appl. Phys. Lett.*, **91**:181908, 2007.
- [27] G. Dolling, C. Enkrich, M. Wegener, C. M. Soukoulis, and S. Linden. Low-loss negative-index metamaterial at telecommunication wavelengths. *Opt. Lett.*, **31**:1800–1802, 2006.
- [28] J. D. Baena, L. Jelinek, R. Marqués, and J. Zehentner. Electrically small isotropic three-dimensional magnetic resonators for metamaterial design. *Appl. Phys. Lett.*, **88**:134108, 2006.
- [29] P. Gay-Balmaz and O. J. F. Martin. Efficient isotropic magnetic resonators. *Appl. Phys. Lett.*, **81**:939–941, 2002.
- [30] T. Koschny, P. Markos, E. N. Economou, D. R. Smith, D. C. Vier, and C. M. Soukoulis. Impact of inherent periodic structure on effective medium description of left-handed and related metamaterials. *Phys. Rev. B*, **71**:245105, 2005.
- [31] V. G. Veselago and E. E. Narimanov. The left hand of brightness: Past, present and future of negative index materials. *Nat. Mater.*, **5**:759–762, 2006.
- [32] X. Wang, Z.F. Ren, and K. Kempa. Improved superlensing in two-dimensional photonic crystals with a basis. *Appl. Phys. Lett.*, **86**:061105, 2004.
- [33] T. Decoopman, G. Tayeb, S. Enoch, D. Maystre, and B. Gralak. Photonic crystal lens: from negative refraction and negative index to negative permittivity and permeability. *Phys. Rev. Lett.*, **97**:073905, 2006.
- [34] A. L. Efros, C. Y. Li, and A. L. Pokrovsky. Evanescent waves in photonic crystals and image of Veselago lens. cond-mat/0503494, 2005.
- [35] R. Moussa, S. Foteinopoulou, L. Zhang, G. Tuttle, K. Guven, E. Ozbay, and C. M. Soukoulis. Negative refraction and superlens behavior in a two-dimensional photonic crystal. *Phys. Rev. B*, **71**:085106, 2005.

- [36] S. O'Brien and J. B. Pendry. Photonic band-gap effects and magnetic activity in dielectric composites. *J. Phys.: Condens. Mater*, **14**:4035–4044, 2002.
- [37] C. L. Holloway, E. F. Kuester, J. Baker-Jarvis, and P. Kabos. A double negative (DNG) composite medium composed of magnetodielectric spherical particles embedded in a matrix. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **51**:2596–2603, 2003.
- [38] C. Peng, Z. Li, and A. Xu. Optical gyroscope based on a coupled resonator with the all-optical analogous property of electromagnetically induced transparency. *Opt. Express*, **15**:3864–3875, 2007.
- [39] L. Peng, L. Ran, H. Chen, H. Zhang, J. A. Kong, and T. M. Grzegorzczuk. Experimental observation of left-handed behavior in an array of standard dielectric resonators. *Phys. Rev. Lett.*, **98**:157403, 2007.
- [40] A. I. Kuznetsov, A. E. Miroshnichenko, Y. H. Fu, J. B. Zhang, and B. Lukyanchuk. Magnetic light. arXiv:1205.1610v1, 2012.
- [41] K. Vynck, D. Felbacq, E. Centeno, A. I. Cabuz, D. Cassagne, and B. Guizal. All-dielectric rod-type metamaterials at optical frequencies. *Phys. Rev. Lett.*, **102**:133901, 2009.
- [42] A. E. Miroshnichenko, B. Lukyanchuk, S. A. Maier, and Y. S. Kivshar. Optically induced interaction of magnetic moments in hybrid metamaterials. *ACS Nano*, **6**:837–842, 2012.
- [43] A. B. Evlyukhin, C. Reinhardt, A. Seidel, B. S. Lukyanchuk, and B. N. Chichkov. Optical response features of Si-nanoparticle arrays. *Phys. Rev. B*, **82**:045404, 2010.
- [44] A. García-Etxarri, R. Gómez-Medina, L. S. Froufe-Pérez, C. López, L. Chantada, F. Scheffold, J. Aizpurua, M. Nieto-Vesperinas, and J. J. Sáenz. Strong magnetic response of submicron silicon particles in the infrared. *Opt. Express*, **19**:4815–4826, 2011.
- [45] N. Fabre, L. Lalouat, B. Cluzel, X. Mélique, D. Lippens, F. de Fornel, and O. Vanbésien. Optical near-field microscopy of light focusing through a photonic crystal flat lens. *Phys. Rev. Lett.*, **101**:073901, 2008.
- [46] Q. Zhao, J. Zhou, F. Zhang, and D. Lippens. Mie resonance-based dielectric metamaterials. *Materials Today*, **12**:60–69, 2009.
- [47] R. Gómez-Medina, B. García-Cámara, I. Suárez-Lacalle, F. González, F. Moreno, M. Nieto-Vesperinas, and J. J. Sáenz. Electric and magnetic dipolar response of germanium nanospheres: Interference effects, scattering anisotropy, and optical forces. *J. Nanophot.*, **5**:053512, 2011.

- [48] D. R. Smith, S. Schultz, P. Markos, and C. M. Soukoulis. Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients. *Phys. Rev. B*, **65**:195104, 2002.
- [49] A. Alu and N. Engheta. Achieving transparency with plasmonic and metamaterial coatings. *Phys. Rev. E*, **72**:016623, 2005.
- [50] D. R. Smith et al. Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials. *Phys. Rev. E*, **71**:036617, 2005.
- [51] C. M. Soukoulis, M. Kafesaki, and E. N. Economou. Negative-index materials: New frontiers in optics. *Adv. Mater.*, **18**:1941–1952, 2006.
- [52] C. M. Soukoulis, S. Linden, and M. Wegener. Negative refractive index at optical wavelengths. *Science*, **315**:47–49, 2007.
- [53] J. Zhou, T. Koschny, and C. Soukoulis. An efficient way to reduce losses of left-handed metamaterials. *Opt. Express*, **16**:11147–11152, 2008.
- [54] J. Valentine, J. Li, T. Zentgraf, G. Bartal, and X. Zhang. An optical cloak made of dielectrics. *Nat. Materials*, **8**:568–571, 2009.
- [55] M. S. Wheeler, J. S. Aitchison, and M. Mojahedi. Three-dimensional array of dielectric spheres with an isotropic negative permeability at infrared frequencies. *Phys. Rev. B*, **72**:193103, 2005.
- [56] M. S. Wheeler, J. S. Aitchison, and M. Mojahedi. Coated nonmagnetic spheres with a negative index of refraction at infrared frequencies. *Phys. Rev. B*, **73**:045105, 2006.
- [57] J. A. Schuller, R. Zia, T. Taubner, and M. Brongersma. Dielectric metamaterials based on electric and magnetic resonances of silicon carbide particles. *Phys. Rev. Lett.*, **99**:107401, 2007.
- [58] B. Lukyanchuk, N. I. Zheludev, S. A. Maier, N. J. Halas, Peter Nordlander, H. Giessen, and C. T. Chong. The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials. *Nature Mater.*, **9**:707–715, 2010.
- [59] R. Paniagua-Domínguez, F. López-Tejeira, R. Marqués, and J. A. Sánchez-Gil. Metallo-dielectric coreshell nanospheres as building blocks for optical three-dimensional isotropic negative-index metamaterials. *New Journal of Physics*, **13**:123017, 2011.
- [60] R. Rodríguez-Oliveros, F. López-Tejeira, R. Paniagua-Domínguez and J. A. Sánchez-Gil. Fano-like interference of plasmon resonances at a single rod-shaped nanoantenna. *New J. Phys.*, **14**:023035, 2012.

- [61] X. H. Zhang and S. R. Forrest. Generalized phase matching condition for lossy periodic photonic structures. *Opt. Express*, **18**:1151–1158, 2010.
- [62] M. Notomi. Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refraction-like behavior in the vicinity of the photonic band gap. *Phys. Rev. B*, **62**:10696–10705, 2000.
- [63] X. H. Zhang and S. R. Forrest. Theory of the perfect lens. *Phys. Rev. B*, **84**:045427, 2011.
- [64] X. H. Zhang, M. Davanco, Y. Urzhumov, G. Schvets, and S. Forrest. From scattering parameters to Snell’s law: A subwavelength near-infrared negative-index metamaterial. *Phys. Rev. Lett.*, **101**:267401, 2008.
- [65] C. Helgert, C. Rockstuhl, C. Etrich, C. Menzel, E. B. Kley, A. Tännemann, F. Lederer, and T. Pertsch. Effective properties of amorphous metamaterials. *Phys. Rev. B*, **79**:233107, 2009.
- [66] M. Patterson, S. Hughes, S. Combrie, N. V. Quynh Tran, A. De Rossi, R. Gabet, and Y. Jaouen. Disorder-induced coherent scattering in slow-light photonic crystal waveguides. *Phys. Rev. Lett.*, **102**:253903, 2009.
- [67] M. Sanz, A. Papageorgopoulos, W. E. Egelhoff, M. Nieto-Vesperinas, and N. García. Transmission measurements in wedge-shaped absorbing samples: An experiment for observing negative refraction. *Phys. Rev. E*, **67**:067601, 2003.
- [68] *FEMLAB3.0a Documentation*. COMSOL AB., 2004. URL <http://www.comsol.com>.
- [69] L. Lewin. The electrical constants of a material loaded with spherical particles. *Proc. IEE*, **94**:65–68, 1948.
- [70] A. Ishimaru. *Wave propagation and scattering in random media*, volume 1 and 2. Academic Press, New York, first ed. edition, 1997.
- [71] A. García-Martín, J. A. Torres, J. J. Sáenz, and M. Nieto-Vesperinas. Transition from diffusive to localized regimes in surface corrugated optical waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, **71**:1912–1914, 1997.
- [72] J. Riley, H. Dehghani, M. Schweiger, S. R. Arridge, J. Ripoll, and M. Nieto-Vesperinas. 3D optical tomography in the presence of void regions. *Opt. Express*, **7**:462–467, 2000.
- [73] J. Ripoll, M. Nieto-Vesperinas, V. Ntziachristos, J. P. Culver, D. N. Pattanayak, and A. G. Yodh. Recovery of optical parameters in multiple layered diffusive media: Theory and experiments. *J. Opt. Soc. Am. A*, **18**:821–830, 2001.

- [74] R. W. Ziolkowski and E. Heyman. Wave propagation in media having negative permittivity and permeability. *Phys. Rev. E*, **64**:056625, 2001.
- [75] N. García and M. Nieto-Vesperinas. Left-handed materials do not make a perfect lens. *Phys. Rev. Lett.*, **88**:207403, 2002.
- [76] M. Nieto-Vesperinas. Problem of image superresolution with a negative-refractive-index slab. *J. Opt. Soc. Am. A*, **21**:491–498, 2004.
- [77] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. *Nature (London)*, **391**:667–669, 1998.
- [78] H. Bethe. Theory of diffraction by small holes. *Phys. Rev.*, **66**:163–182, 1944.
- [79] A. Roberts. Electromagnetic theory of diffraction by a circular aperture in a thick, perfectly conducting screen. *J. Opt. Soc. Am. A*, **4**:1970–1983, 1987.
- [80] B. A. Munk. *Frequency Selective Surfaces: Theory and Design*. Wiley Interscience, New York, 2000.
- [81] D. T. Emerson. The work of Jagadis Chandra Bose: 100 years of millimeter-wave research. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **45**:2267–2273, 1997.
- [82] R. H. Ritchie. Plasma losses by fast electrons in thin films. *Phys. Rev.*, **106**:874–881, 1957.
- [83] H. J. Lezec, A. Degiron, E. Devaux, R. A. Linke, L. Martín-Moreno, F. J. García-Vidal, and T. W. Ebbesen. Beaming light from a subwavelength aperture. *Science*, **297**:820–822, 2002.
- [84] W. L. Barnes, A. Dereux, and T. W. Ebbesen. Surface plasmon subwavelength optics. *Nature (London)*, **424**:824–830, 2003.
- [85] J. V. Coe, S. M. Williams, K. R. Rodríguez, S. Teeters-Kennedy, A. Sudnytsin, and F. Hrovat. Extraordinary IR transmission with metallic arrays of subwavelength holes. *Anal. Chem.*, **78**:1384–1390, 2006.
- [86] D. Sinton, R. Gordon, and A. G. Brolo. Nanohole arrays in metal films as opto-fluidic elements: Progress and potential. *Microfluid. Nanofluid.*, **4**:107–116, 2008.
- [87] R. Wannemacher. Plasmon-supported transmission of light through nanometric holes in metallic thin films. *Opt. Commun.*, **195**:107–118, 2001.
- [88] G. Colas des Francs, D. Molenda, U. C. Fischer, and A. Naber. Enhanced light confinement in a triangular aperture: Experimental evidence and numerical calculations. *Phys. Rev. B*, **72**:165111, 2005.

- [89] S.-H. Chang, S. K. Gray, and G. C. Schatz. Surface plasmon generation and light transmission by isolated nanoholes and arrays of nanoholes in thin metal films. *Opt. Express*, **13**:3150–3165, 2005.
- [90] L. Li. New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings. *J. Opt. Soc. Am. A*, **14**:2758–2767, 1997.
- [91] E. Popov, M. Nevier, S. Enoch, and R. Reinisch. Theory of light transmission through subwavelength periodic hole arrays. *Phys. Rev. B*, **62**:16100–16108, 2000.
- [92] L. Salomon, F. Grillot, A. V. Zayats, and F. De Fornel. Near-field distribution of optical transmission of periodic subwavelength holes in a metal film. *Phys. Rev. Lett.*, **86**:1110–1113, 2001.
- [93] J. B. Pendry and A. MacKinnon. Calculation of photon dispersion relations. *Phys. Rev. Lett.*, **69**:2772–2775, 1992.
- [94] J. A. Porto, F. J. García-Vidal, and J. B. Pendry. Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits. *Phys. Rev. Lett.*, **83**:2845–2848, 1999.
- [95] F. I. Baida and D. Van Labeke. Three-dimensional structures for enhanced transmission through a metallic film: Annular aperture arrays. *Phys. Rev. B*, **67**:155314, 2003.
- [96] F. J. García-Vidal, L. Martín-Moreno, T. W. Ebbesen, and L. Kuipers. Light passing through subwavelength apertures. *Rev. Mod. Phys.*, **82**:729–787, 2010.
- [97] U. Schroter and D. Heitmann. Surface-plasmon-enhanced transmission through metallic gratings. *Phys. Rev. B*, **58**:15419–15421, 1998.
- [98] C. J. Bouwkamp. On the diffraction of electromagnetic waves by small circular disks and holes. *Philips Res. Rep.*, **5**:401–422, 1950.
- [99] S. B. Cohn. Microwave coupling by large apertures. *Proc. IRE*, **40**:696, 1952.
- [100] A. Lewis, M. Isaacson, A. Harootunian, and A. Murray. Development of a 500 Å spatial resolution light microscope: I. Light is efficiently transmitted through $\lambda/16$ diameter apertures. *Ultramicroscopy*, **13**:227–231, 1984.
- [101] A. Degiron, H. J. Lezec, N. Yamamoto, and T. W. Ebbesen. Optical transmission properties of a single subwavelength aperture in a real metal. *Opt. Commun.*, **239**: 61–66, 2004.
- [102] J. W. Lee, M. A. Seo, D. H. Kang, K. S. Khim, S. C. Jeoung, and D. S. Kim. Terahertz electromagnetic wave transmission through random arrays of single rectangular holes and slits in thin metallic sheets. *Phys. Rev. Lett.*, **99**:137401, 2007.

- [103] N. García and M. Nieto-Vesperinas. Theory of electromagnetic wave transmission through metallic gratings of subwavelength slits. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **9**: 490–495, 2007.
- [104] S. Collin, F. Pardo, R. Teissier, and J. L. Pelouard. Strong discontinuities in the complex photonic band structure of transmission metallic gratings. *Phys. Rev. B*, **63**:033107, 2001.
- [105] F. Marquier, J. J. Greffet, S. Collin, F. Pardo, and J. L. Pelouard. Resonant transmission through a metallic film due to coupled modes. *Opt. Express*, **13**: 70–76, 2005.
- [106] H. F. Ghaemi, T. Thio, D. E. Grupp, T. W. Ebbesen, and H. J. Lezec. Surface plasmons enhance optical transmission through subwavelength holes. *Phys. Rev. B*, **58**:6779–6782, 1998.
- [107] C. Genet, M. P. Altewischer, E. van Exter, and J. P. Woerdman. Optical depolarization induced by arrays of subwavelength metal holes. *Phys. Rev. B*, **71**:033409, 2005.
- [108] W. L. Barnes, W. A. Murray, J. Dintinger, E. Devaux, and T. W. Ebbesen. Surface plasmon polaritons and their role in the enhanced transmission of light through periodic arrays of subwavelength holes in a metal film. *Phys. Rev. Lett.*, **92**:107401, 2004.
- [109] F. Przybilla, A. Degiron, C. Genet, T. W. Ebbesen, F. de León-Pérez, J. Bravo-Abad, F. García-Vidal, and L. Martín-Moreno. Efficiency and finite size effects in enhanced transmission through subwavelength apertures. *Opt. Express*, **16**: 9571–9579, 2008.
- [110] F. Przybilla, A. Degiron, J. Y. Laluet, C. Genet, and T. W. Ebbesen. Optical transmission in perforated noble and transition metal films. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **8**:458–463, 2006.
- [111] J. Zenneck. Über die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie. *Ann. Phys.*, **328**:846–866, 1907.
- [112] A. Krishnan, T. Thio, T. J. Kim, H. J. Lezec, T. W. Ebbesen, P. A. Wolff, J. Pendry, L. Martín-Moreno, and F. J. García-Vidal. Evanescently coupled resonance in surface plasmon enhanced transmission. *Opt. Commun.*, **200**:1–7, 2001.
- [113] T. Thio, H. F. Ghaemi, H. J. Lezec, P. A. Wolff, and T. W. Ebbesen. Surface-plasmon-enhanced transmission through hole arrays in Cr films. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**:1743–1748, 1999.

- [114] E. Altewischer, M. P. van Exter, and J. P. Woerdman. Polarization analysis of propagating surface plasmons in a subwavelength hole array. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**:1927–1931, 2003.
- [115] T. Thio, K. M. Pellerin, R. A. Linke, H. J. Lezec, and T. W. Ebbesen. Enhanced light transmission through a single subwavelength aperture. *Opt. Lett.*, **26**:1972–1974, 2001.
- [116] A. Degiron and T. W. Ebbesen. Analysis of the transmission process through single apertures surrounded by periodic corrugations. *Opt. Express*, **12**:3694–3700, 2004.
- [117] C. Nylander, B. Liedberg, and T. Lind. Gas detection by means of surface plasmon resonance. *Sens. Actuators*, **3**:79–88, 1982.
- [118] Y. Liu and S. Blair. Fluorescence transmission through 1-D and 2-D periodic metal films. *Opt. Express*, **12**:3686–3693, 2004.
- [119] D. L. Jeanmaire and R. P. Van Duyne. Surface raman spectroelectrochemistry: Part I. Heterocyclic, aromatic, and aliphatic amines adsorbed on the anodized silver electrode. *J. Electroanal. Chem.*, **84**:1–20, 1977.
- [120] A. Lesuffleur, L. K. S. Kumar, A. G. Brolo, K. L. Kavanagh, and R. Gordon. Apex-enhanced Raman spectroscopy using double-hole arrays in a gold film. *J. Phys. Chem. C*, **111**:2347–2350, 2007.
- [121] H. Rignault, J. Capoulade, J. Dintinger, J. Wenger, N. Bonod, E. Popov, T. W. Ebbesen, and P. F. Lenne. Enhancement of single-molecule fluorescence detection in subwavelength apertures. *Phys. Rev. Lett.*, **95**:117401, 2005.
- [122] J. Wenger, D. Gérard, J. Dintinger, O. Mahboub, N. Bonod, E. Popov, T. W. Ebbesen, and H. Rignault. Emission and excitation contributions to enhanced single molecule fluorescence by gold nanometric apertures. *Opt. Express*, **16**:3008–3020, 2008.
- [123] K. Okamoto and S. Kawata. Radiation force exerted on sub-wavelength near a nanoaperture. *Phys. Rev. Lett.*, **83**:4534–4537, 1999.
- [124] M. L. Juan, R. Gordon, Y. Pang, F. Eftekhari, and R. Quidant. Self-induced back-action optical trapping of dielectric nanoparticles. *Nat. Physics*, **5**:915–919, 2009.
- [125] M. L. Juan, M. Righini, and R. Quidant. Plasmon nano-optical tweezers. *Nat. Photonics*, **5**:349–356, 2011.

- [126] G. Mie. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Ann. Physik*, **330**:377–445, 1908.
- [127] P. Debye. Der Lichtdruck auf Kugeln von beliebigem Material. *Ann. Physik*, **335**: 57–136, 1909.
- [128] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley-Interscience Publication, New York, 2nd edition, 1975.
- [129] J. Ricardo Arias González de la Aleja. *Resonancias electromagnéticas en el scattering de luz por superficies y objetos*. PhD thesis, Univ. Complutense de Madrid, 2002.
- [130] M. Nieto-Vesperinas. *Scattering and Diffraction in Physical Optics*. John Wiley and Sons, Inc, New York, 1st edition, 1991.
- [131] B. R. Johnson. Theory of morphology-dependent resonances: shape resonances and width formulas. *Opt. Soc. Am. A*, **10**:343–352, 1993.
- [132] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics*. Cambridge University Press, Cambridge, 7th edition, 1999.
- [133] C. F. Bohren and D. R. Huffman. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. Wiley-Interscience Publication, New York, 1st edition, 1983.
- [134] H. C. van de Hulst. *Light Scattering by Small Particles*. Dover, New York, 1st edition, 1981.
- [135] M. Kerker. *The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation*. Academic Press, New York, 1st edition, 1969.
- [136] J. R. Arias-González and M. Nieto-Vesperinas. Near field distributions of resonant modes in small dielectric objects on flat surfaces. *Opt. Lett.*, **25**:782–784, 2000.
- [137] J. R. Arias-González and M. Nieto-Vesperinas. Resonant near-field eigenmodes of nanocylinders on flat surfaces under both homogeneous and inhomogeneous lightwave excitation. *J. Opt. Soc. Am. A*, **18**:657–665, 2001.
- [138] J. A. Stratton. *Electromagnetic Theory*. McGraw-Hill, New York, 1st edition, 1941.
- [139] S. C. Hill and R. E. Benner. *Morphology-Dependent Resonances*. World Scientific, New York, 1st edition, 1988.
- [140] P. W. Barber and S. C. Hill. *Light Scattering by Particles: Computational Methods*. World Scientific, Singapore, 1st edition, 1990.

- [141] P. W. Barber, J. F. Owen, and R. K. Chang. Resonant scattering for characterization of axisymmetric dielectric objects. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, **30**: 168–172, 1982.
- [142] J. F. Owen, R. K. Chang, and P. W. Barber. Internal electric field distributions of a dielectric cylinder at resonance wavelengths. *Opt. Lett.*, **6**:540–542, 1981.
- [143] H. Raether. *Surface Plasmons*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 1st edition, 1988.
- [144] A. Ashkin and J. M. Dziedzic. Observations of resonances in the radiation pressure on dielectric spheres. *Phys. Rev. Lett.*, **38**:1351–1354, 1977.
- [145] U. Kreibig. *Optical Properties of Nanostructured Matter*. Nanometer Scale Science and Technology, Amsterdam, 1st edition, 2001.
- [146] R. Wannemacher, A. Pack, and M. Quinten. Resonant absorption and scattering in evanescent fields. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, **68**:225–232, 1999.
- [147] J. R. Arias-González, M. Nieto-Vesperinas, and M. Lester. Modeling photonic-force microscopy with metallic particles under plasmon eigenmode excitation. *Phys. Rev. B*, **65**(115402), 2002.
- [148] M. Quinten, A. Pack, and R. Wannemacher. Scattering and extinction of evanescent waves by small particles. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, **68**:87–92, 1999.
- [149] K. J. Vahala. Optical microcavities. *Nature*, **424**:839–846, 2003.
- [150] M. Bayer, T. Gutbrod, J. P. Reithmaier, A. Forchel, T. L. Reinecke, P. A. Knipp, A. A. Dremin, and V. D. Kulakovskii. Optical modes in photonic molecules. *Phys. Rev. Lett.*, **81**:2582–2585, 1998.
- [151] S. V. Boriskina, T. M. Benson, and P. Sewell. Photonic molecules made of matched and mismatched microcavities: New functionalities of microlasers and optoelectronic components. In *Laser Resonators and Beam Control IX*. San Jose, CA, USA, 2007.
- [152] S. V. Boriskina. Theoretical prediction of a dramatic Q-factor enhancement and degeneracy removal of whispering gallery modes in symmetrical photonic molecules. *Opt. Lett.*, **31**:338–340, 2006.
- [153] A. Naweed, G. Farca, S. I. Shopova, and A. T. Rosenberger. Induced transparency and absorption in coupled whispering-gallery microresonators. *Phys. Rev. A*, **71**: 043804, 2005.

- [154] T. W. Lu and P.-T. Lee. Ultra-high sensitivity optical stress sensor based on double-layered photonic crystal microcavity. *Opt. Express*, **17**:1518–1526, 2009.
- [155] S. V. Boriskina. Spectrally engineered photonic molecules as optical sensors with enhanced sensitivity: A proposal and numerical analysis. *J. Opt. Soc. Am. B*, **23**:1565–1573, 2006.
- [156] M. J. Hartmann, F. G. S. L. Brandao, and M. B. Plenio. Quantum many-body phenomena in coupled cavity arrays. *Laser Photon. Rev.*, **2**:527–556, 2008.
- [157] V. S. Ilchenko, M. L. Gorodetsky, and S. P. Vyatchanin. Coupling and tunability of optical whispering gallery modes: A basis for coordinate meter. *Opt. Comm.*, **107**:41–48, 1994.
- [158] A. Armitage, M. S. Skolnick, V. N. Astratov, D. M. Whittaker, G. Panzarini, L. C. Andreani, T. A. Fisher, J. S. Roberts, A. V. Kavokin, M. A. Kaliteevski, and M. R. Vladimirova. Optically induced splitting of bright excitonic states in coupled quantum microcavities. *Phys. Rev. B*, **57**:14877, 1998.
- [159] S. Ishii and T. Baba. Bistable lasing in twin microdisk photonic molecules. *Appl. Phys. Lett.*, **87**:181102–3, 2005.
- [160] K. A. Atlasov, K. F. Karlsson, A. Rudra, B. Dwir, and E. Kapon. Wavelength and loss splitting in directly coupled photonic-crystal defect microcavities. *Opt. Express*, **16**:16255–16264, 2008.
- [161] B. M. Möller, U. Woggon, M. V. Artemyev, and R. Wannemacher. Photonic molecules doped with semiconductor nanocrystals. *Phys. Rev. B*, **70**:115323, 2004.
- [162] P. T. Rakich, M. A. Popovic, R. Soljacic, and E. P. Ippen. Trapping, corralling and spectral bonding of optical resonances through optically induced potentials. *Nat. Photon.*, **1**:658–665, 2007.
- [163] S. V. Boriskina. Photonic molecules and spectral engineering. In O. Schwelb I. Chremmos, N. Uzunoglu, editor, *Photonic Microresonator Research and Applications*. Springer Science + Business Media, LLC, 2010.
- [164] B. S. Lin. Variational analysis for photonic molecules: Application to photonic benzene waveguides. *Phys. Rev. E*, **68**:036611, 2003.
- [165] A. Yariv, Y. Xu, R. K. Lee, and A. Scherer. Coupled-resonator optical waveguide: A proposal and analysis. *Opt. Lett.*, **24**:711–713, 1999.
- [166] A. Melloni, F. Morichetti, and M. Martinelli. Linear and nonlinear pulse propagation in coupled resonator slow-wave optical structures. *Opt. Quant. Electron.*, **35**:365–379, 2003.

- [167] P. Nordlander, C. Oubre, E. Prodan, K. Li, and M. I. Stockman. Plasmon hybridization in nanoparticle dimers. *NanoLett.*, **4**:899–903, 2004.
- [168] H. Miyazaki and Y. Jimba. Ab initio tight-binding description of morphology-dependent resonance in a bisphere. *Phys. Rev. B*, **62**:7976, 2000.
- [169] A. Nakagawa, S. Ishii, and T. Baba. Photonic molecule laser composed of GaInAsP microdisks. *Appl. Phys. Lett.*, **86**:041112, 2005.
- [170] L. Deych, C. Schmidt, A. Chipouline, T. Pertsch, and A. Tünnermann. Propagation of the fundamental whispering gallery modes in a linear chain of microspheres. *Appl. Phys. B*, **93**:21–30, 2008.
- [171] M. Povinelli, S. Johnson, M. Lonèar, M. Ibanescu, E. Smythe, F. Capasso, and J. Joannopoulos. High-Q enhancement of attractive and repulsive optical forces between coupled whispering-gallery-mode resonators. *Opt. Express*, **13**:8286–8295, 2005.
- [172] J. Ng and C. T. Chan. Size-selective optical forces for microspheres using evanescent wave excitation of whispering gallery modes. *Appl. Phys. Lett.*, **92**:251109–3, 2008.
- [173] H. A. Atwater. The promise of plasmonics. *Sci. Am. (USA)*, **296**:56–63, 2007.
- [174] D. Bohm and D. Pines. A collective description of electron interactions. I. Magnetic interactions. *Phys. Rev.*, **82**:625–634, 1951.
- [175] M. Durach, A. Rusina, M. I. Stockman, and K. Nelson. Toward full spatiotemporal control on the nanoscale. *Nano Lett.*, **7**:3145–3149, 2007.
- [176] M. Pelton, J. Aizpurua, and G. Bryant. Metal-nanoparticle plasmonics. *Laser and Photon. Rev.*, **2**:136–159, 2008.
- [177] Y. Sun and Y. Xia. Shape-controlled synthesis of gold and silver nanoparticles. *Science*, **298**:2176–2179, 2002.
- [178] H. Xu, E. J. Bjerneld, M. Käll, and L. Börjesson. Spectroscopy of single hemoglobin molecules by surface enhanced Raman scattering. *Phys. Rev. Lett.*, **83**:4357–4360, 1999.
- [179] T. H. Taminiau, R. J. Moerland, F. B. Segerink, L. Kuipers, and N. F. van Hulst. $\lambda/4$ resonance of an optical monopole antenna probed by single molecule fluorescence. *Nano Lett.*, **7**:28–33, 2007.

- [180] R. Hillenbrand, F. J. Keilmann, P. Hanarp, D. S. Sutherland, and J. Aizpurua. Coherent imaging of nanoscale plasmon patterns with a carbon nanotube optical probe. *Appl. Phys. Lett.*, **83**:368–370, 2003.
- [181] M. L. Brongersma, J. W. Hartman, and H. A. Atwater. Electromagnetic energy transfer and switching in nanoparticle chain arrays below the diffraction limit. *Phys. Rev. B*, **62**:R16356–R16359, 2000.
- [182] A. Yildiz, J. N. Forkey, S. A. McKinney, T. Ha, Y. E. Goldman, and P. R. Selvin. Myosin V walks hand-over-hand: Single fluorophore imaging with 1.5-nm localization. *Science*, **300**:2061–2065, 2003.
- [183] L. R. Hirsch, R. J. Stafford, J. A. Bankson, S. Sershen, B. Rivera, R. E. Price, J. D. Hazle, N. J. Halas, and J. West. Nanoshell-mediated near-infrared thermal therapy of tumors under magnetic resonance guidance. *Proc. Natl. Acad. Sci. (USA)*, **100**:13549–13554, 2003.
- [184] A. G. Skirtach, C. Dejumat, D. Braun, A. S. Susa, A. L. Rogach, W. J. Parak, H. Möhwald, and G. B. Sukhorukov. The role of metal nanoparticles in remote release of encapsulated materials. *Nano Lett.*, **5**:1371–1377, 2005.
- [185] S. A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer Science+Business Media LLC, New York, 1st edition, 2007.
- [186] J. L. García-Pomar. *Negative and anomalous refraction in metamaterials and photonic crystals*. PhD thesis, Univ. Complutense de Madrid, 2008.
- [187] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn. *Photonic Crystals*. Princeton University Press, 1995.
- [188] E. Lidorikis, M. M. Sigalas, E. N. Economou, and C. M. Soukoulis. Tight-binding parametrization for photonic band gap materials. *Phys. Rev. Lett.*, **81**:1405–1408, 1998.
- [189] M. Notomi, A. Shinya, and E. Kuramochi. Photonic crystals: Towards ultrasmall lightwave circuits. *NTT Technical Review*, **2**(2), 2004.
- [190] Y. N. Barabanenkov and M. Yu. Barabanenkov. Mie resonances and Bragg-like multiple scattering in opacity of two-dimensional photonic crystals. *J. Opt. Soc. Am. A*, **23**:581–585, 2006.
- [191] A. Moroz and A. Tip. Resonance-induced effects in photonic crystals. *J. Phys.: Condens. Matter*, **11**:2503–2512, 1999.

- [192] C. Vandenbem and J. P. Vigneron. Mie resonances of dielectric spheres in face-centered cubic photonic crystals. *J. Opt. Soc. Am. A*, **22**:1042–1047, 2005.
- [193] E. Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.*, **58**:2059–2062, 1987.
- [194] J. Bauer and S. John. Molding light flow from photonic band gap circuits to microstructured fibers. *Appl. Phys. Lett.*, **90**:261111, 2007.
- [195] C. Takahashi, J. Takahashi, M. Notomi, and I. Yokohama. Accurate dry etching with fluorinated gas for two-dimensional Si photonic crystals. *MRS Proceedings*, **637**:E1.8, 2000.
- [196] I. Yokohama, M. Notomi, A. Shinya, C. Takahashi, and T. Tamamura. Two-dimensional Si photonic crystals with 0.2 μm -thickness on oxide using SOI substrate. *OECC, Makuhari, Chiba*, **11B2-4**, 2000.
- [197] A. Shinya, M. Notomi, I. Yokohama, C. Takahashi, J. Takahashi, and T. Tamamura. Two-dimensional Si photonic crystals on oxide using SOI substrate. *Optical and Quantum Electronics*, **34**:113–121, 2002.
- [198] D. Xiao, K. W. Kim, and J. M. Zavada. Imaging properties of a metallic photonic crystal. *J. Appl. Phys.*, **101**:113105, 2007.
- [199] G. Veronis, R. W. Dutton, and S. Fan. Metallic photonic crystals with strong broadband absorption at optical frequencies over wide angular range. *J. Appl. Phys.*, **97**:093104, 2005.
- [200] M. Qiu and S. He. Guided modes in a two-dimensional metallic photonic crystal waveguide. *Phys. Lett. A*, **266**:425–429, 2000.
- [201] F. I. Baida, D. van Labeke, Y. Pagani, B. Guizal, and M. Al Naboulsi. Waveguiding through a two-dimensional metallic photonic crystal. *J. Microscopy*, **213**:144–148, 2004.
- [202] I. El-Kady, M. M. Sigalas, R. Biswas, K. M. Ho, and C. M. Soukoulis. Metallic photonic crystals at optical wavelengths. *Phys. Rev. B*, **62**:15299–12302, 2000.
- [203] A. Christ, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, J. Kuhl, and H. Giessen. Plasmon polaritons in a metallic photonic crystal slab. *phys. stat. sol. (c)*, **0**:1393–1396, 2003.
- [204] J. G. Fleming, S. Y. Lin, I. El-Kady, R. Biswas, and K. M. Ho. All-metallic three-dimensional photonic crystals with a large infrared bandgap. *Nature*, **417**:52–55, 2002.

- [205] S. W. Wang, W. Lu, X. S. Chen, Z. F. Li, X. C. Shen, and W. Wen. Two-dimensional photonic crystal at THz frequencies constructed by metal-coated cylinders. *J. Appl. Phys.*, **93**:9401–9403, 2003.
- [206] Y. Zhao and D. R. Grischkowsky. 2-D Terahertz metallic photonic crystals in parallel-plate waveguides. *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, **55**:656–663, 2007.
- [207] M. M. Hossain, G. Chen, B. Jia, X. H. Wang, and M. Gu. Optimization of enhanced absorption in 3D-woodpile metallic photonic crystals. *Opt. Express*, **18**:9048–9054, 2010.
- [208] C. Luo, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, and J. B. Pendry. Negative refraction without negative index in metallic photonic crystals. *Opt. Express*, **11**:746–754, 2003.
- [209] A. L. Pokrovsky and A. L. Efros. Electrodynamics of metallic photonic crystals and problem of left-handed materials. *arXiv*., **cond-mat**/:0112461v3, May 2002.
- [210] S. O’Brien and J. B. Pendry. Magnetic activity at infrared frequencies in structured metallic photonic crystals. *J. Phys.: Condens. Matter*, **14**:6383–6394, 2002.
- [211] Z. Chen, A. Taflove, and V. Backman. Photonic nanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles: A potential novel visible-light ultramicroscopy technique. *Opt. Express*, **12**:1214–1220, 2004.
- [212] S. V. Boriskina, P. Sewell, T. M. Benson, and A. I. Nosich. Accurate simulation of two-dimensional optical microcavities with uniquely solvable boundary integral equations and trigonometric Galerkin discretization. *J. Opt. Soc. Am. A*, **21**:393–402, 2004.
- [213] C. Tserkezis, N. Papanikolaou, E. Almpanis, and N. Stefanou. Tailoring plasmons with metallic nanorod arrays. *Phys. Rev B*, **80**:125124, 2009.
- [214] A. M. Kapitonov and V. N. Astratov. Observation of nanojet-induced modes with small propagation losses in chains of coupled spherical cavities. *Opt. Lett.*, **32**:409–411, 2007.
- [215] Z. Chen, A. Taflove, and V. Backman. Highly efficient optical coupling and transport phenomena in chains of dielectric microspheres. *Opt. Lett.*, **31**:389–391, 2006.
- [216] S. V. Pishko, P. Sewell, T. M. Benson, and S. V. Boriskina. Efficient analysis and design of low-loss WGM coupled resonator optical waveguide bends. *J. LightWave Tech.*, **25**:2487–2494, 2009.

- [217] Y. Hara, T. Mukaiyama, K. Takeda, and M. Kuwata-Gonokami. Heavy photon states in photonic chains of resonantly coupled cavities with supermonodispersive microspheres. *Phys. Rev. Lett.*, **94**:203905, 2005.
- [218] L. I. Deych and O. Roslyak. Photonic band mixing in linear chains of optically coupled microspheres. *Phys. Rev. E*, **73**:036606, 2006.
- [219] S. Deng, W. Cai, and V. N. Astratov. Numerical study of light propagation via WGM's in microcylinder coupled resonator optical waveguides. *Opt. Express*, **12**: 6468–6480, 2004.
- [220] B. R. Johnson. Morphology-dependent resonances of a dielectric sphere on a conducting plane. *J. Opt. Soc. Am. A*, **11**:2055–2064, 1994.
- [221] S. E. Sburlan, L. A. Blanco, and M. Nieto-Vesperinas. Plasmon excitations in sets of nanoscale cylinders and spheres. *Phys. Rev. B*, **73**:035403, 2006.
- [222] F. J. García-Vidal and L. Martín-Moreno. Transmission and focusing of light in one-dimensional periodically nanostructured metals. *Phys. Rev. B*, **66**:155412, 2002.
- [223] H. J. Lezec and T. Thio. Diffracted evanescent wave model for enhanced and suppressed optical transmission through subwavelength hole arrays. *Opt. Express*, **12**:3629–3651, 2004.
- [224] M. K. Chin, D. Y. Chu, and S. T. Ho. Estimation of the spontaneous emission factor for microdisk lasers via the approximation of whispering gallery modes. *J. Appl. Phys.*, **75**:3302–3307, 1994.
- [225] O. L. Muskens, S. L. Diedenhofen, B. C. Kaas, R. E. Algra, E. P. A. M. Bakkers, J. Gómez Rivas, and A. Lagendijk. Large photonic strength of highly tunable resonant nanowire materials. *Nano Lett.*, **9**:930–934, 2009.
- [226] E. D. Palik. *Handbook of optical constants of solids*. Academic Press, New York, 1998.
- [227] *Fullwave documentation*. RSoft Photonics CAD Suite, 2003. URL <http://www.rsoftonic.com>.
- [228] C. Caloz, C. C. Chang, and T. Itoh. Full-wave verification of the fundamental properties of left-handed materials in waveguide configurations. *Appl. Phys.*, **90**: 5483–5486, 2001.
- [229] J. L. García-Pomar and M. Nieto-Vesperinas. Transmission study of prisms and slabs of lossy negative index media. *Opt. Express*, **12**:2081–2095, 2004.

- [230] J. L. García-Pomar and M. Nieto-Vesperinas. Waveguiding, collimation and sub-wavelength concentration in photonic crystals. *Opt. Express*, **13**:7997–8007, 2005.
- [231] N. García and M. Bai. Theory of transmission of light by subwavelength cylindrical holes in metallic films. *Opt. Express*, **14**:10028–10042, 2006.
- [232] C. Sönnichsen, T. Franzl, T. Wilk, G. von Plessen, and J. Feldmann. Drastic reduction of plasmon damping in gold nanorods. *Phys. Rev. Lett.*, **88**:077402, 2002.
- [233] V. N. Astratov, J. P. Franchak, and S. P. Ashili. Optical coupling and transport phenomena in chains of spherical dielectric microresonators with size disorder. *Appl. Phys. Lett.*, **85**:5508–5510, 2004.
- [234] Y. Xu, R. K. Lee, and A. Yariv. Propagation and second-harmonic generation of electromagnetic waves in a coupled-resonator optical waveguide. *J. Opt. Soc. Am. B*, **77**:387–400, 2000.
- [235] J. Scheuer, G. T. Paloczi, J. K. S. Poon, and A. Yariv. Coupled resonator optical waveguides: Toward the slowing and storage of light. *Optics & Photonics News*, **16**:36–40, 2005.
- [236] Y. Huang, G. T. Paloczi, J. Scheuer, and A. Yariv. Soft lithography replication of polymeric microring optical resonators. *Opt. Express*, **11**:2452–2458, 2003.
- [237] R. Gómez-Medina, M. Laroche, and J. J. Sáenz. Extraordinary optical reflection from sub-wavelength cylinder arrays. *Opt. Express*, **14**:3730–3737, 2006.
- [238] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*. Princeton University Press, Princeton, 2nd ed. edition, 2008.
- [239] N. W. Ashcroft and D. Mermin. *Solid State Physics*. Thomson Learning, Melbourne, 1976.
- [240] L. Landstrom, D. Brodoceanu, K. Piglmayer, G. Langer, and D. Bauerle. Infrared transmission through metal-coated lattices of microspheres. *Appl. Phys. A*, **81**: 15–16, 2005.
- [241] L. Landstrom, N. Arnold, D. Brodoceanu, K. Piglmayer, and D. Bauerle. Photonic properties of silicon coated monolayers of colloidal silica microspheres. *Appl. Phys. A*, **83**:271–275, 2006.
- [242] L. Landstrom, D. Brodoceanu, K. Piglmayer, and D. Bauerle. Extraordinary optical transmission through metal-coated colloidal monolayers. *Appl. Phys. A*, **84**: 373–377, 2006.

- [243] D. Brodoceanu, L. Landstrom, and D. Bauerle. Laser-induced nanopatterning of silicon with colloidal monolayers. *Appl. Phys. A*, **86**:313–314, 2007.
- [244] L. Landstrom, D. Brodoceanu, D. Bauerle, F. J. García-Vidal, Sergio G. Rodrigo, and L. Martín-Moreno. Extraordinary transmission through metal-coated monolayers of microspheres. *Opt. Express*, **17**:761–772, 2009.
- [245] *Bandsolve documentation*. RSoft Photonics CAD Suite, 2003. URL <http://www.rsoftonic.com>.
- [246] S. A. Maier and H. A. Atwater. Plasmonics: Localization and guiding of electromagnetic energy in metal/dielectric structures. *J. Appl. Phys.*, **98**:011101, 2005.
- [247] K. R. Hiremath and V. N. Astratov. Perturbation of whispering gallery modes by nanoparticles embedded in microcavities. *Opt. Express*, **16**:5421–5426, 2008.
- [248] S. Elston. *Finite-difference time-domain simulations of metallic nanoparticles in whispering gallery mode resonators*. PhD thesis, Brown University, 2009.
- [249] A. Mazzei, S. Gotzinger, L. de S. Menezes, G. Zumofen, O. Benson, and V. Sandoghdar. Controlled coupling of counterpropagating whispering-gallery modes by a single Rayleigh scatterer: A classical problem in a quantum optical light. *Phys. Rev. Lett.*, **99**:173603, 2007.
- [250] A. Christ, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, J. Kuhl, and H. Giessen. Plasmon polaritons in a metallic photonic crystal slab. *phys. stat. sol. (c)*, **0**:1393–1396, 2003.
- [251] F. J. Valdivia-Valero and M. Nieto-Vesperinas. Enhanced transmission through subwavelength apertures by excitation of particle localized plasmons and nanojets. *Opt. Express*, **19**:11545–11557, 2011.
- [252] P. B. Johnson and R. W. Christy. Optical constants of the noble metals. *Phys. Rev. B*, **6**:4370–4379, 1972.
- [253] M. Sarrazin and J. P. Vigneron. Optical properties of tungsten thin films perforated with a bidimensional array of subwavelength holes. *Phys. Rev. E*, **68**:016603, 2003.
- [254] E. G. Loewen and E. Popov. *Diffraction Gratings and Applications*, chapter 8. Marcel Dekker, New York, 1997.
- [255] M. Scalora, M. A. Vincenti, D. de Ceglia, V. Roppo, M. Centini, N. Akozbek, and M. J. Bloemer. Second- and third-harmonic generation in metal-based structures. *Phys. Rev. A*, **82**:043828, 2010.

- [256] X. Li, Z. Chen, A. Taflove, and V. Backman. Optical analysis of nanoparticles via enhanced backscattering facilitated by 3-D photonic nanojets. *Opt. Express*, **13**: 526–533, 2005.
- [257] S. Lecler, Y. Takakura, and P. Meyrueis. Properties of a three-dimensional photonic jet. *Optics Lett.*, **30**:2641–2643, 2005.
- [258] A. V. Itagi and W. A. Challener. Optics of photonic nanojets. *J. Opt. Soc. A*, **22**: 2847–2858, 2005.
- [259] Z. G. Chen, X. Li, A. Taflove, and V. Backman. Superenhanced backscattering of light by nanoparticles. *Optics Lett.*, **31**:196–198, 2006.
- [260] A. Heifetz, K. Huang, A. V. Sahakian, X. Li, A. Taflove, and V. Backman. Experimental confirmation of backscattering enhancement induced by a photonic jet. *Appl. Phys. Lett.*, **89**:1–4, 2006.
- [261] K. J. Yi, H. Wang, Y. F. Lu, and Z. Y. Yang. Enhanced Raman scattering by self-assembled silica spherical microparticles. *J. Appl. Physics*, **101**:1–6, 2007.
- [262] S. Lecler, S. Haacke, N. Lecong, O. Cregut, J. L. Rehspringer, and C. Hirlimann. Photonic jet driven non-linear optics: Example of two-photon fluorescence enhancement by dielectric microspheres. *Opt. Express*, **15**:4935–4942, 2007.
- [263] W. Wu, A. Katsnelson, O. G. Memis, and H. Mohseni. A deep sub-wavelength process for the formation of highly uniform arrays of nanoholes and nanopillars. *Nanotechnology*, **18**:1–5, 2007.
- [264] A. Heifetz, J. J. Simpson, S. C. Kong, A. Taflove, and V. Backman. Subdiffraction optical resolution of a gold nanosphere located within the nanojet of a Mie-resonant dielectric microsphere. *Opt. Express*, **15**:17334–17342, 2007.
- [265] M. Gerlach, Y. P. Rakovich, and J. F. Donegan. Nanojets and directional emission in symmetric photonic molecules. *Opt. Express*, **15**:17343–17350, 2007.
- [266] P. Ferrand, J. Wenger, A. Devilez, M. Pianta, B. Stout, N. Bonod, E. Popov, and H. Rigneault. Direct imaging of photonic nanojets. *Opt. Express*, **16**:6930–6040, 2008.
- [267] S. C. Kong, A. V. Sahakian, A. Heifetz, A. Taflove, and V. Backman. Robust detection of deeply subwavelength pits in simulated optical data storage disks using photonic jets. *Appl. Phys. Lett.*, **92**:1–4, 2008.
- [268] S. Yang and V. N. Astratov. Photonic nanojet-induced modes in chains of size-disordered microspheres with an attenuation of only 0.08dB per sphere. *Appl. Phys. Lett.*, **92**:1–4, 2008.

- [269] E. McLeod and C. B. Arnold. Subwavelength direct-write nanopatterning using optically trapped microspheres. *Nature Nanotech.*, **3**:413–417, 2008.
- [270] Z. Chen, H. Chu, and S. Li, 2008.
- [271] X. Cui, D. Erni, and C. Hafner. Optical forces on metallic nanoparticles induced by a photonic nanojet. *Opt. Express*, **16**:13560–13568, 2008.
- [272] S. C. Kong, A. Sahakian, A. Taflove, and V. Backman. Photonic nanojet-enabled optical data storage. *Opt. Express*, **16**:13713–13719, 2008.
- [273] A. Devilez, B. Stout, N. Bonod, and E. Popov. Spectral analysis of three-dimensional photonic jets. *Opt. Express*, **16**:14200–14212, 2008.
- [274] A. Heifetz, S. C. Kong, A. V. Sahakian, A. Taflove, and V. Backman. Photonic Nanojets. *J. Comput. Theor. Nanosci.*, **6**:1979–1992, 2009.
- [275] A. Taflove and S. C. Hagness. *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*. Artech, Boston, 3rd edition, 2005.
- [276] L. Martín-Moreno, F. J. García-Vidal, H. J. Lezec, K. M. Pellerin, T. Thio, J. B. Pendry, and T. W. Ebbesen. Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays. *Phys. Rev. Lett.*, **86**:1114–1117, 2001.
- [277] M. Laroche, S. Albaladejo, R. Gómez-Medina, and J. J. Sáenz. Tuning the optical response of nanocylinder arrays: An analytical study. *Phys. Rev. B*, **74**:245422, 2006.
- [278] R. Gordon, A. G. Brolo, A. McKinnon, A. Rajora, B. Leathem, and K. L. Kavanagh. Strong polarization in the optical transmission through elliptical nanohole arrays. *Phys. Rev. Lett.*, **92**:037401, 2004.
- [279] F. J. García-Vidal, E. Moreno, J. A. Porto, and L. Martín-Moreno. Transmission of light through a single rectangular hole. *Phys. Rev. Lett.*, **95**:103901, 2005.
- [280] K. J. Webb and J. Li. Analysis of transmission through small apertures in conducting films. *Phys. Rev. B*, **73**:033401, 2006.
- [281] A. Alu, F. Bilotti, N. Engheta, and L. Vegni. Metamaterial covers over a small aperture. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **54**:1632–1643, 2006.
- [282] J. Gómez-Rivas, C. Schotsch, P. H. Bolívar, and H. Kurz. Enhanced transmission of THz radiation through subwavelength holes. *Phys. Rev. B*, **68**:201306, 2003.
- [283] A. O. Cakmak, K. Aydin, E. Colak, Z. Li, F. Bilotti, L. Vegni, and E. Ozbay. Enhanced transmission through a subwavelength aperture using metamaterials. *Appl. Phys. Lett.*, **95**:052103, 2009.

- [284] K. Aydin, A. O. Cakmak, L. Sahin, Z. Li, F. Bilotti, L. Vegni, and E. Ozbay. Split-ring-resonator-coupled enhanced transmission through a single sub-wavelength aperture. *Phys. Rev. Lett.*, **102**:013904, 2009.
- [285] D. Ates, A. O. Cakmak, E. Colak, R. Zhao, C. M. Soukoulis, and E. Ozbay. Transmission enhancement through deep subwavelength apertures using connected split ring resonators. *Opt. Express*, **18**:3952–3966, 2010.
- [286] Y. Q. Ye and Y. Jin. Enhanced transmission of transverse electric waves through subwavelength slits in a thin metallic film. *Phys. Rev. E*, **80**:036606, 2009.
- [287] E. Di Gennaro, I. Gallina, A. Andreone, G. Castaldi, and V. Galdi. Experimental evidence of cut-wire-induced enhanced transmission of transverse-electric fields through sub-wavelength slits in a thin metallic screen. *Opt. Express*, **18**:26769–26774, 2010.
- [288] F. J. Valdivia-Valero and M. Nieto-Vesperinas. Resonance excitation and light concentration in sets of dielectric nanocylinders in front of a subwavelength aperture. Effects on extraordinary transmission. *Opt. Express*, **18**:6740–6754, 2010.
- [289] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley, New York, 1999.
- [290] F. J. Valdivia-Valero and M. Nieto-Vesperinas. Whispering gallery mode propagation in photonic crystals in front of subwavelength slit arrays. Interplay with extraordinary transmission. *Opt. Commun.*, **284**:1726–1733, 2011.
- [291] J. Wenger, P. F. Lenne, E. Popov, H. Rigneault, J. Dintinger, and T. Ebbesen. Single molecule fluorescence in rectangular nano-apertures. *Opt. Express*, **13**:7035–7044, 2005.
- [292] H. Rigneault, J. Capoulade, J. Dintinger, J. Wenger, N. Bonod, E. Popov, T. W. Ebbesen, and P. F. Lenne. Enhancement of single-molecule fluorescence detection in subwavelength apertures. *Phys. Rev. Lett.*, **95**:117401, 2005.
- [293] J. Wenger, D. Gerard, J. Dintinger, O. Mahboub, N. Bonod, E. Popov, T. W. Ebbesen, and H. Rigneault. Emission and excitation contributions to enhanced single molecule fluorescence by gold nanometric apertures. *Opt. Express*, **5**:3008–3020, 2008.
- [294] B. D. Terris, H. J. Manin, D. Rugar, W. R. Studenmund, and G. S. Kino. Near-field optical data storage using a solid immersion lens. *Appl. Phys. Lett.*, **85**:25–27, 1994.
- [295] C. F. Bohren and D. R. Huffman. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. Wiley, New York, 1998.

- [296] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and S. Chu. Observation of a single-beam gradient-force optical trap for dielectric particles. *Opt. Lett.*, **11**:288–290, 1986.
- [297] K. Sasaki, M. Koshioka, H. Misawa, N. Kitamura, and H. Masuhara. Pattern formation and flow control of fine particles by laser scanning micromanipulation. *Opt. Lett.*, **11**:288–290, 1991.
- [298] H. Misawa, K. Sasaki, M. Koshioka, N. Kitamura, and H. Masuhara. Multibeam laser manipulation and fixation of microparticles. *Appl. Phys. Lett.*, **60**:310–312, 1992.
- [299] J. Hotta, K. Sasaki, H. Masuhara, and Y. Morishima. Laser-controlled assembling of repulsive unimolecular micelles in aqueous solution. *J. Phys. Chem. B*, **102**:7687–7690, 1998.
- [300] M. M. Burns, J.-M. Fournier, and J. A. Golovchenko. Optical matter: Crystallization and binding in intense optical fields. *Science*, **249**:749–754, 1990.
- [301] A. Pralle, E. L. Florin, E. H. K. Stelzer, and J. K. H. Horber. Local viscosity probed by photonic force microscopy. *Appl. Phys. A*, **66**:S71–S73, 1998.
- [302] S. B. Smith, Y. Cui, and C. Bustamante. Overstretching B-DNA: The elastic response of individual double-stranded and single-stranded DNA molecules. *Science*, **271**:795–799, 1996.
- [303] L. Novotny, R. X. Bian, and X. S. Xie. Theory of nanometric optical tweezers. *Phys. Rev. Lett.*, **79**:645–648, 1997.
- [304] P. C. Chaumet and M. Nieto-Vesperinas. Coupled dipole method determination of the electromagnetic force on a particle over a flat dielectric substrate. *Phys. Rev. B*, **61**:14119–14127, 2000.
- [305] P. C. Chaumet and M. Nieto-Vesperinas. Electromagnetic force on a metallic particle in the presence of a dielectric surface. *Phys. Rev. B*, **62**:11185–11191, 2000.
- [306] K. Sasaki, M. Tsukima, and H. Masuhara. Three-dimensional potential analysis of radiation pressure exerted on a single microparticle. *Appl. Phys. Lett.*, **71**:37–39, 1997.
- [307] A. R. Clapp, A. G. Ruta, and R. B. Dickinson. Three-dimensional optical trapping and evanescent wave light scattering for direct measurement of long-range forces between a colloidal particle and a surface. *Rev. Scient. Instrum.*, **70**:2627–2636, 1999.

- [308] A. C. Dogariu and R. Rajagopalan. Optical traps as force transducers: the effects of focusing the trapping beam through a dielectric interface. *Langmuir*, **16**:2770–2778, 2000.
- [309] P. C. Chaumet and M. Nieto-Vesperinas. Optical binding of particles with or without the presence of a flat dielectric surface. *Phys. Rev. B*, **64**:035422, 2001.
- [310] M. Lester, J. R. Arias-González, and M. Nieto-Vesperinas. Fundamentals and model of photonic-force microscopy. *Opt. Lett.*, **26**:707–709, 2001.
- [311] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics*. Pergamon, Oxford, 6th edition, 1993.
- [312] M. Nieto-Vesperinas, P. C. Chaumet, and A. Rahmani. Near-field photonic forces. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, **362**:719–737, 2004.
- [313] U. Kreibig and M. Vollmer. *Optical Properties of Metal Clusters*. Springer, 1995.
- [314] S. A. Maier, P. G. Kik, H. A. Atwater, S. Meltzer, E. Harel, B. E. Koel, and A. A. G. Requicha. Local detection of electromagnetic energy transport below the diffraction limit in metal nanoparticle plasmon waveguides. *Nature Mater.*, **2**:229–232, 2003.
- [315] M. Gu and P. Ke. Image enhancement in near-field scanning optical microscopy with laser-trapped metallic particles. *Opt. Lett.*, **24**:74–76, 1999.
- [316] M. Gu and P. Ke. Depolarization of evanescent waves scattered by laser-trapped gold particles: Effect of particle size. *J. Appl. Phys.*, **88**:5415–5420, 2000.
- [317] S. Kawata and T. Sugiura. Movement of micrometer-sized particles in the evanescent field of a laser-beam. *Opt. Lett.*, **17**:772–774, 1992.
- [318] T. Kawata and T. Tani. Optically driven Mie particle in an evanescent field along a channeled waveguide. *Opt. Lett.*, **21**:1768–1770, 1996.
- [319] M. Vilfan, I. Musevic, and M. Copic. AFM observation of force on a dielectric sphere in the evanescent field of totally reflected light. *Europhys. Lett.*, **43**:41–46, 1998.
- [320] K. Sasaki, J. Hotta, K. Wada, and H. Masuhara. Analysis of radiation pressure exerted on a metallic particle within an evanescent field. *Opt. Lett.*, **25**:1385–1387, 2000.
- [321] E. Almaas and I. Brevick. Radiation forces on a micrometer-sized sphere in an evanescent field. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**:2429–2438, 1995.

- [322] J. Y. Walz. Ray optics calculation of the radiation forces exerted on a dielectric sphere in an evanescent field. *Appl. Opt.*, **38**:5319–5330, 1999.
- [323] M. M. Burns, J.-M. Fournier, and J. A. Golovchenko. Optical binding. *Phys. Rev. Lett.*, **63**:1233–1236, 1989.
- [324] A. Ashkin and J. M. Dziedzic. Stability of optical levitation by radiation pressure. *Appl. Phys. Lett.*, **24**:586–588, 1974.
- [325] K. Svoboda, C. F. Schmidt, B. J. Schnapp, and S. M. Block. Direct observation of kinesin stepping by optical trapping interferometry. *Nature*, **365**:721–727, 1993.
- [326] E. R. Dufresne and D. G. Grier. Optical tweezers arrays and optical substrates created with diffractive optics. *Rev. Scient. Instrum.*, **69**:1974–1977, 1998.
- [327] E. R. Dufresne, G. C. Spalding, M. T. Dearing, S. A. Sheets, and D. G. Grier. Computer generated holographic optical tweezer arrays. *Rev. Scient. Instrum.*, **72**:1810–1816, 2001.
- [328] R. L. Eriksen, P. C. Mogensens, and J. Gluckstad. Multiple-beam optical tweezers generated by the generalized phase-contrast method. *Opt. Lett.*, **27**:267–269, 2002.
- [329] M. P. Macdonald, L. Paterson, K. Volke-Sepúlveda, J. Arlt, W. Sibbet, and K. Dholakia. Creation and manipulation of three-dimensional optically trapped structures. *Science*, **296**:1101–1103, 2002.
- [330] T. L. Gustavson, A. P. Chikkatur, A. E. Leanhardt, A. Görlitz, S. Gupta, D. E. Pritchard, and W. Ketterle. Transport of BoseEinstein condensates with optical tweezers. *Phys. Rev. Lett.*, **88**:0204014, 2002.
- [331] A. Ashkin. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **24**:156–159, 1970.
- [332] Y. Liu, G. J. Sonek, M. W. Berns, and B. J. Tromberg. Physiological monitoring of optically trapped cells: assessing the effects of confinement by 1064nm laser tweezers using microfluorometry. *Biophys. J.*, **71**:2158–2167, 1996.
- [333] H. Yin, M. D. Wang, K. Svoboda, R. Landick, S. M. Block, and J. Gelles. Transcription against an applied force. *Science*, **270**:1653–1657, 1995.
- [334] T. T. Perkins, D. E. Smith, R. G. Larson, and S. Chu. Stretching of a single tethered polymer in a uniform flow. *Science*, **268**:83–87, 1995.
- [335] J. P. Gordon. Radiation forces and momenta in dielectric media. *Phys. Rev. A*, **8**:14–21, 1973.

- [336] P. C. Chaumet and M. Nieto-Vesperinas. Time-averaged total force on a dipolar sphere in an electromagnetic field. *Opt. Lett.*, **25**:1065–1067, 2000.
- [337] M. Nieto-Vesperinas and J. R. Arias-González. *Theory of Forces induced by Evanescent Fields*. Cambridge University Press, Cambridge, 1st edition, 2002.
- [338] B. T. Draine. The discrete-dipole approximation and its application to interstellar graphite grains. *Astrophys. J.*, **333**:848–872, 1988.
- [339] S. Albaladejo, M. I. Marqués, M. Laroche, and J. J. Sáenz. Scattering forces from the curl of the spin angular momentum of a light field. *Phys. Rev. Lett.*, **102**:113602, 2009.
- [340] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg. *Photons and Atoms*. John Wiley and Sons, New York, 1989.
- [341] R. Gómez-Medina. *Interacciones resonantes entre luz y partículas pequeñas*. PhD thesis, Univ. Autónoma de Madrid, 2004.
- [342] A. O. Barut. *Electrodynamics and Classical Theory of Fields and Particles*. Dover, New York, 1st edition, 1980.
- [343] S. Weinberg. *Gravitation and Cosmology*. John Wiley and Sons, Inc, New York, 1st edition, 1972.
- [344] K. Dholakia, P. Reece, and M. Gu. Optical micromanipulation. *Chem. Soc. Rev.*, **37**:42–55, 2008.
- [345] N. García V. Celli and M. Nieto-Vesperinas. Exact multiple scattering of waves from random rough surfaces. *Opt. Commun.*, **30**:279–281, 1979.
- [346] F. J. Valdivia-Valero and M. Nieto-Vesperinas. Propagation of particle plasmons in sets of metallic nanocylinders at the exit of subwavelength slits. *J. Nanophotonics*, **5**:053520, 2011.
- [347] P. C. Chaumet and A. Rahmani. Electromagnetic force and torque on magnetic and negative-index scatterers. *Opt. Express*, **17**:2224–2234, 2009.
- [348] M. Nieto-Vesperinas, J. J. Sáenz, R. Gómez-Medina, and L. Chantada. Optical forces on small magnetodielectric particles. *Opt. Express*, **18**:11428–11443, 2010.
- [349] L. A. Blanco and M. Nieto-Vesperinas. Optical forces near subwavelength apertures in metal discs. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **9**:S235–S238, 2007.
- [350] A. Madrazo, M. Nieto-Vesperinas, and N. García. Exact calculation of Maxwell equations for a tip-metallic interface configuration: Application to atomic resolution by photon emission. *Phys. Rev. B*, **53**:3654–3657, 1996.

- [351] F.J. Valdivia-Valero and M. Nieto-Vesperinas. Optical forces on cylinders near subwavelength slits: effects of extraordinary transmission and excitation of Mie resonances. *Opt. Express*, **20**:13369–13389, 2012.
- [352] D. C. Kohlgraf-Owens, S. Sukhov, and A. Dogariu. Mapping the mechanical action of light. *Phys. Rev. A*, **84**:011807(R), 2011.
- [353] J. Chen, Z. Lin J. Ng, and C. T. Chan. Optical pulling force. *Nat. Photonics*, **5**:531–534, 2011.
- [354] J. J. Sáenz. Laser tractor beams. *Nat. Photonics*, **5**:514–515, 2011.
- [355] A. Novitsky, C. W. Qiu, and H. Wang. Single gradientless light beam drags particles as tractor beams. *Phys. Rev. Lett.*, **107**:203601, 2011.
- [356] K. Dholakia and P. Zemánek. Grippped by light: Optical binding. *Rev. Mod. Phys.*, **82**:1767–1791, 2010.
- [357] N. Garcia and M. Nieto-Vesperinas. Near-field optics inverse reconstruction of reflective surfaces. *Opt. Lett.*, **18**:2090–2092, 1993.
- [358] K. S. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations. *IEEE Trans. Antennas Prop.*, **14**:302–307, 1966.
- [359] K. S. Kunz and R. J. Luebbers. *Finite-Difference Time-Domain Method for Electromagnetics*. CRC Press, 1st edition edition, 1993.
- [360] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Cambridge University Press, 7th edition edition, 2005.
- [361] H. A. Haus and J. R. Melcher. *Electromagnetic Fields and Energy*. Prentice Hall, 1st edition edition, 1989.